Série A, n°
N° d'ordre :

770

# THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY**

**UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Joël GALIN

---

**1re THESE.** — Contribution à l'étude de réactions de surface entre noyaux-cible de masse moyenne (Ag) et projectiles lourds (C, N)

**2e THESE.** — Propositions données par la Faculté.

**Soutenues le** 18.5.71 **devant la Commission d'examen**

MM. M. LEFORT — Président.

G. BOUISSIERES
X. TARRAGO
A. POSKANZER
A. MICHAUDON
} Examinateurs.

Série A, n°
N° d'ordre :

# THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY**

**UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Joël GALIN

---

**1re THESE.** — Contribution à l'étude de réactions de surface entre noyaux-cible de masse moyenne (Ag) et projectiles lourds (C, N)

**2e THESE.** — Propositions données par la Faculté.

**Soutenues le** **devant la Commission d'examen**

MM. M. LEFORT Président.

G. BOUISSIERES
X. TARRAGO
A. POSKANZER
A. MICHAUDON
} Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

*L'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Paris-Sud à Orsay a été le cadre du travail présenté ici.*

*Monsieur le Professeur G. Bouissières et Monsieur le Professeur M. Lefort m'ont donné la possibilité d'aborder le travail de recherche dans des conditions extrêmement favorables. Je tiens à leur exprimer ici ma profonde reconnaissance.*

*Monsieur le Professeur M. Lefort m'a proposé ce sujet de thèse ; malgré ses nombreuses tâches il m'a, tout au long de ces recherches, dirigé avec une attention constante, participant très activement à la réalisation des expériences. Ses conseils et encouragements m'ont aidé à résoudre les différents problèmes avec lesquels j'ai été confronté.*

*Que Monsieur le Professeur A. Poskanzer du Lawrence Radiation Laboratory à Berkeley soit remercié pour les fructueuses discussions que j'ai eues avec lui.*

*Les expériences ont été réalisées par toute une équipe dans un climat de profonde sympathie. Leur réalisation fut particulièrement facilitée par la grande expérience de Monsieur X. Tarrago, Maître de Recherche au C.N.R.S. ; il m'a patiemment prodigué de nombreux et précieux conseils pendant la réalisation de cette étude. Qu'il en soit vivement remercié, ainsi que D. Guerreau, C. Brun, B. Gatty et J. Péter qui m'ont toujours prêté leur concours très amicalement.*

*Pour interpréter les résultats expérimentaux j'ai eu la chance de bénéficier des conseils de Monsieur R. Basile, Professeur à Orléans, et R. da Silveira, Chargé de Recherche au C.N.R.S.. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.*

*Je remercie également C. Ngô qui m'a aidé dans la réalisation des calculs.*

*Je ne saurais oublier de remercier tous les membres du Service Electronique et ceux du Cyclotron à Ions Lourds sans le concours desquels ce travail n'aurait pu être mené à bien. Que tous les techniciens travaillant auprès de la calculatrice UNIVAC, qui se sont toujours montrés très coopératifs, soient associés à ces remerciements. La présentation de ce texte est due à Mesdames S. Bouby, J. Surget et à Mademoiselle M. Paré. Qu'elles en soient remerciées.*

# *INTRODUCTION*

Les réactions nucléaires induites par des projectiles lourds tels que le carbone ou l'azote sur des noyaux de masse moyenne se distinguent très sensiblement des réactions induites par des projectiles légers de même énergie.

Certaines voies de réaction connues pour les projectiles légers sont retrouvées pour les projectiles plus lourds, mais avec des caractéristiques légèrement modifiées :

- ainsi, la voie conduisant à la formation du noyau composé est affectée par le moment angulaire important apporté par le projectile lourd ; il en résulte à la fois une modification de la distribution angulaire des particules évaporées et une largeur accrue pour l'émission de particules plus lourdes ;
- par diffusion inélastique les projectiles lourds permettent d'accéder préférentiellement à des états collectifs de haut spin.

D'autres voies de réaction très faiblement peuplées ou même inexistantes avec les projectiles légers sont particulièrement abondantes lorsque l'intéraction est induite par des noyaux lourds ; la taille du projectile devenant du même ordre que celle de la cible, les interactions de surface prennent une grande importance :

I. Pour des collisions rasantes, le recouvrement des fonctions d'onde de certains nucléons des deux noyaux se traduit par des échanges ou transferts de matière nucléaire. Le projectile peut ainsi gagner un ou plusieurs nucléons de la même manière qu'un proton dans une réaction de pick up peut se lier à un ou deux neutrons, ou bien,le projectile perd un ou plusieurs nucléons lors de la réaction inverse qu'on peut assimiler à une réaction de stripping. Mais à la différence des réactions induites par particules légères, par ions lourds les réactions sont plus complexes, du fait du plus grand nombre de canaux ouverts par les niveaux plus nombreux du projectile. Il en résulte un accroissement sensible des sections efficaces impliquant ce processus de réaction.

II. Il existe enfin avec les projectiles lourds des interactions inconnues avec les noyaux plus légers de même énergie et qui sont dues aux effets des moments angulaires plus importants apportés par les projectiles de masse élevée. Des calculs réalisés sur le modèle de la goutte liquide prévoient,pour un système de masse donnée,un moment angulaire limite au-delà duquel le noyau composé ne peut plus se réaliser. Des expériences récentes ont d'ailleurs confirmé ces prédictions en montrant qu'au-delà d'une certaine énergie incidente la proportion de la section efficace de noyau composé vis-à-vis de la section efficace totale de réaction diminuait lorsque l'énergie du projectile augmentait.

Le présent mémoire concerne uniquement ces deux dernières voies de réaction consécutives à des interactions de surface. La distinction essentielle entre ces voies provient de ce que dans un cas, le premier cité, l'effet des forces nucléaires s'exerçant entre les deux noyaux est suffisamment faible pour être considéré comme une perturbation appliquée à l'interaction Coulombienne dominante,et,que dans l'autre cas, les interactions profondes impliquent un contact étroit entre les noyaux.

Ces deux classes d'interactions induisent une grande diversité de produits. Jusqu'à présent, seules des détections limitées à quelques noyaux ou à tous les éléments sans distinction des différents isotopes ont été réalisées. Pour la première fois nous donnons des résultats concernant tous les produits formés avec une section efficace supérieure à une centaine de microbarns. Seize noyaux ont été détectés à partir du système ($^{12}C$ + Ag) et dix neuf à partir de ($^{14}N$ + Ag). Pour chacun une distribution angulaire a été établie ainsi que les spectres en énergie en chaque direction de mesure.

Une évaluation des sections efficaces relatives à l'un et à l'autre des deux mécanismes distingués ci-dessus a été réalisée.

Sur le système ($^{14}N$ + Ag) l'évolution des sections efficaces a pu être suivie en fonction de l'énergie du projectile.

L'influence de la structure de la cible a été étudiée par l'intermédiaire de quelques mesures réalisées successivement sur une cible d'argent naturel et sur une cible de l'isotope 109 de cet élément.

*CHAPITRE I*

# LES TECHNIQUES EXPERIMENTALES

## I. CHOIX DE LA METHODE D'ETUDE DES REACTIONS DE SURFACE.

La réaction de surface pouvant modifier à la fois la nature de la cible et celle du projectile ou seulement l'une ou l'autre, il aurait été idéal de pouvoir détecter et identifier les deux produits de la réaction émis en coïncidence. Le produit lourd ayant une masse voisine de 100 uma et une énergie très faible (quelques MeV) il est impossible de pouvoir identifier ce produit autrement que, dans le cas où il est instable, par sa radioactivité. Mais par cette technique on perd la possibilité d'identifier le produit léger complémentaire.

La détection et l'identification du produit léger est beaucoup plus facile. Deux techniques permettent d'atteindre cet objectif sans être tributaire de la radioactivité du noyau léger. Pour connaître à la fois la masse et la charge du noyau il faut combiner une analyse en énergie, soit avec une analyse magnétique, soit avec une analyse en perte d'énergie. C'est cette dernière méthode que nous avons utilisée.

Par rapport à l'étude du produit lourd la détection du produit léger présente des avantages considérables, d'une part, elle n'est pas restreinte à la détection des éléments radioactifs, d'autre part, les données indispensables à l'étude de la cinématique de la réaction à savoir l'angle d'émission et l'énergie dans le système du centre de masse sont obtenus avec une plus grande précision sur le produit léger que sur le produit lourd. Les différentes expériences (1 à 4) qui ont pu être réalisées en détectant le noyau lourd par sa radioactivité n'ont d'ailleurs guère permis de mettre en évidence deux mécanismes conduisant à un échange de matière.

## II. CHOIX ET PREPARATION DES CIBLES.

Nous avons irradié des cibles d'un élément de masse moyenne dont la structure nucléaire est suffisamment éloignée de celle des noyaux ayant une couche fermée à 50 nucléons : l'argent. Comme il était dans notre intention, au début de cette étude, d'observer le maximum de voies de sortie pour lesquelles un ou plusieurs nucléons sont transférés, il ne fallait pas,par la structure même de la cible,favoriser tel ou tel transfert particulier au détriment d'autres voies de sortie,en prenant un noyau très proche d'une couche magique. Il ne fallait pas non plus défavoriser certaines voies de réaction en prenant comme cible un noyau avec une couche complète soit en neutrons soit en protons. L'argent répond à ces premières exigences : il est à 3 unités de la couche fermée à 50 protons et à une dizaine d'unités de la couche fermée à 50 neutrons. Compte tenu des énergies maximales auxquelles peuvent être accélérés les ions lourds par le cyclotron d'Orsay (120 MeV en $^{14}N$) et pour pouvoir étudier le phénomène de transfert à différentes énergies au-dessus de la barrière Coulombienne du système interagissant, il fallait choisir pour noyau cible un élément de Z inférieur à 50.

Les premières irradiations ont été réalisées sur une cible d'argent naturel (51,82% $^{107}Ag$, 48,18% $^{109}Ag$). La présence, en quantités sensiblement égales, des deux isotopes 107 et 109 ne semblait pas a priori présenter d'inconvénient important à l'étude des réactions de surface ; nous pensions être suffisamment éloignés de la couche complète à 50 neutrons pour que la présence ou l'absence de deux neutrons supplémentaires modifie beaucoup la probabilité d'une réaction donnée avec l'un ou l'autre isotope. De plus, nous n'avions point l'intention de tirer des renseignements spectroscopiques de telles réactions ; la résolution en énergie du faisceau incident, l'épaisseur de la cible devant de toute façon interdire toute ambition en ce sens.

Cependant, dans quelques cas favorables nous avons pu observer sur le spectre en énergie du produit léger, une ou plusieurs raies dont les largeurs à mi-hauteur sont sensiblement les mêmes que celles du faisceau de projectiles diffusés élastiquement. Dans ces cas précis, la raie observée peut être attribuée sans ambiguité au peuplement du niveau fondamental où de l'un des premiers niveaux excités du noyau léger. La présence des deux isotopes a alors pour conséquence de dédoubler toute raie avec un intervalle égal à la différence des bilans des masses de la réaction sur les deux isotopes présents. L'intervalle étant souvent faible, la présence des isotopes se traduit en fait par un élargissement de la raie. Suivant les réactions considérées, cet élargissement peut être quasiment nul ($^{14}N \rightarrow {}^{16}O$) mais le plus souvent il atteint quelques centaines de KeV ($^{14}N \rightarrow {}^{13}N$ avec $\Delta Q_o$ = 450 KeV). Pour pallier cet inconvénient nous avons réalisé quelques irradiations sur une cible de l'isotope 109 de l'argent. Comme nous le verrons au Chapitre III, ces irradiations nous ont en outre permis, par comparaison avec celles réalisées dans les mêmes conditions énergétiques sur le mélange naturel $^{107-109}Ag$, de montrer l'influence de la structure de la cible là où nous pensions que cette influence était faible.

L'épaisseur des cibles résulte d'un compromis entre une quantité de matière suffisante pour obtenir un taux de comptage raisonnable et une épaisseur assez faible pour que le ralentissement du faisceau incident puis du noyau après réaction soit faible et qu'une bonne correction soit possible. Ainsi, pour des cibles d'argent dont l'épaisseur de matière est de l'ordre de 1 mg/cm$^2$, d'après les relations de Northcliffe (5), le ralentissement moyen des noyaux incidents a été pris égal à 0,5 MeV quelle que soit l'énergie du faisceau incident (86 MeV en $^{12}C$, 78 MeV et 113 MeV en $^{14}N$) et le ralentissement du noyau après transfert a été également pris égal à 0,5 MeV quelle que soit la nature de ce noyau et son énergie. Les corrections qui sont de l'ordre du centième de la valeur mesurée sont suffisamment faibles pour être appliquées d'une manière qui peut paraître très approchée. Notons que pour les transferts d'un seul ou de deux nucléons conduisant à un noyau léger dont l'énergie est la plus grande possible pour cette réaction (c'est-à-dire avec les produits de la réaction dans leur état fondamental) la correction est alors réalisée à moins de 10% près. Il en résulte alors une incertitude de $\pm$0,1% sur l'énergie mesurée, soit une centaine de KeV, ce qui est négligeable vis-à-vis de la définition en énergie du faisceau incident (de largeur à mi-hauteur voisine de 700 KeV).

Les cibles d'argent naturel ont été réalisées par évaporation sous vide d'échantillons d'argent de pureté 99,99%. Déposées sur support de verre optiquement plan de surface 5cmx5cm, les cibles sont décollées par flottation puis fixées immédiatement après sur un support cadre. Ces cibles sont robustes et très faciles à réaliser. Leur homogénéité a été testée par l'étude du ralentissement d'un pinceau de particules alpha monoénergétiques. Dans une chambre où la pression d'air sec est réduite à la moitié environ de la pression atmosphérique,on intercale entre une source alpha et un détecteur la cible dont on veut contrôler l'épaisseur. A travers un monocanal on compte sur une échelle le nombre de particules alpha arrivant sur le détecteur et on règle le monocanal de façon telle que le taux de comptage soit à peu près égal à la moitié de celui correspondant à la raie alpha de la source employée. On retire ensuite la cible et on augmente la pression d'air en veillant à ce que la température dans la chambre reste constante jusqu'à ce que l'on retrouve le même taux de comptage que celui mesuré en présence de la cible (corrigé de la décroissance de la radioactivité de la source s'il y a lieu). De la mesure précise des deux pressions d'air au moment du comptage on en déduit facilement l'épaisseur d'air équivalente puis, connaissant le pouvoir d'arrêt relatif entre l'argent et l'air (6),l'épaisseur d'argent correspondante. Pour des mesures de petites variations d'épaisseur on étalonne le compteur en mesurant le taux de comptage correspondant à différentes pressions autour de la pression d'air utilisée pour les mesures. De la simple mesure du taux de comptage à travers différents points de la cible on en déduit alors les variations d'épaisseur d'air équivalente entre ces différents points. On opère ainsi des mesures relatives dont la précision est de l'ordre de 1%. On a pu évaluer l'inhomogénéité de nos cibles à 10% de leur épaisseur sur toute leur surface de 25 cm$^2$. En fait la surface efficace, celle qui est frappée par le faisceau et qui ne représente environ qu'un seul cm$^2$ est certainement homogène à mieux de 3%. De plus, nous avons pu constater que l'épaisseur au centre de la cible est voisine de l'épaisseur moyenne. La mesure absolue de l'épaisseur des cibles a été réalisée par gravimètrie. L'incertitude sur la pesée elle-même est inférieure à 1% et celle sur la mesure de la surface de la cible de l'ordre de 1%. En toute rigueur et compte tenu de la non homogénéité de la cible toute entière, nous devrions avoir une incertitude de l'ordre de $\pm$6% sur l'épaisseur, en réalité cette incertitude est inférieure et ne dépasse pas $\pm$ 5%.

La cible de l'isotope $^{109}Ag$ (de pureté 99% en $^{109}Ag$, 1% en $^{107}Ag$) a été obtenue par laminage. Son épaisseur a été déterminée en comparant les mesures de diffusion élastique effectuées à un même angle sur cette cible et sur une cible d'argent naturel de poids connu.

Nous avons contrôlé l'état de grande pureté des cibles par l'intermédiaire des réactions de diffusion élastique. Tout d'abord, lors des irradiations par projectiles lourds nous n'avons détecté sur les spectres en énergie du projectile aucune raie autre que celle correspondant à la diffusion de ce dernier sur l'argent. Ce test permet d'écarter la présence d'éléments de masse supérieure à 30 dans la limite de 0,1% du poids de la cible et dans la limite de 1% pour les éléments plus légers (C, O essentiellement) ; ce test perd en effet sa sensibilité sur les produits légers aux angles où ont été réalisées les mesures.

Se référant à des résultats expérimentaux de transfert (34) réalisés aux mêmes énergies sur des cibles légères on constate que les sections efficaces sont du même ordre ou plus petites que celles mesurées à partir de la cible d'argent ; en conséquence, la part des sections efficaces correspondant à des réactions de transfert sur les impuretés légères ne peut en aucun cas dépasser 8 ou 10% des sections efficaces mesurées (rapport entre le nombre d'atomes d'impuretés et ceux de la cible d'argent compte tenu du rapport 1% entre le poids des impuretés et le poids de la cible).

## III. CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX D'IONS LOURDS. LA MESURE DE LEURS INTENSITES.

### a) Caractéristiques des faisceaux d'ions lourds.

Les faisceaux de $^{12}C$ et de $^{14}N$ sont accélérés par le Cyclotron à Energie Variable et à Ions Lourds (C.E.V.I.L.) d'Orsay.

Les caractéristiques de cet accélérateur ont été abondamment décrites (7-8) et nous nous contenterons de donner dans le tableau qui suit les conditions de fonctionnement requises pour accélérer les ions utilisés.

| Ion accéléré | Energie | Haute Fréquence |
|---|---|---|
| $N^{4+}$ | 78 MeV | 6,43 MHz |
| $N^{5+}$ | 113 MeV | 7,62 MHz |
| $C^{4+}$ | 86 MeV | 7,19 MHz |

La définition en énergie pour ces trois faisceaux est de l'ordre de $\pm$ 350 KeV. Cette définition peut être ramenée à $\pm$ 200 KeV en interposant dans le cyclotron sur la trajectoire de sortie et à un endroit où le faisceau est dispersé en énergie, un diaphragme ne laissant passer qu'une partie du faisceau accéléré. Les mesures des noyaux émis vers l'avant ont souvent été réalisées dans ces conditions ; en effet, pour les mesures là où les évènements de diffusion élastique sont très nombreux il est nécessaire de diminuer l'intensité du faisceau pour réduire le taux de comptage trop élevé. Il nous a paru judicieux de profiter de ces circonstances pour améliorer la résolution en énergie.

Un problème important pour des mesures de distribution angulaire est de savoir si la résolution angulaire que l'on souhaite atteindre est compatible à la fois avec la largeur de la tache du faisceau sur la cible, la convergence de ce faisceau et la valeur de l'angle solide sous laquelle est réalisée la mesure. Dans nos conditions de mesure, pour une distance cible-détecteur de l'ordre de 400 mm, un diamètre efficace de détection de 4mm et un faisceau de 8mm de diamètre, la résolution angulaire est de l'ordre de $\pm$ 1°. Nous ne pouvons donc pas espérer mettre nettement en évidence d'éventuelles fluctuations de distribution de phase inférieure à 3 ou 4°. Sur les paramètres qui définissent la résolution angulaire, seul le faisceau est sujet à des variations liées à des modifications de fonctionnement propres au cyclotron mais surtout à des modifications de fonctionnement propres au cyclotron mais surtout à des modifications dans la conduite de faisceau du cyclotron jusqu'à la cible. Ces variations imprévisibles peuvent avoir pour effet de réduire l'intensité du faisceau, de modifier son orientation ou la forme de sa section. C'est contre ces deux derniers effets que nous avons dû spécialement nous protéger. Il nous a fallu tout d'abord réaliser au niveau de la cible un faisceau le plus centré et le mieux focalisé possible. On dispose pour cela de deux aiguilleurs magnétiques et de deux triplets de lentilles quadrupolaires. La section droite du faisceau est

matérialisée par l'interposition sur son parcours d'une plaque de quartz ; la luminescence engendrée par le ralentissement des ions permet la visualisation du faisceau, soit directement à l'oeil, soit par l'intermédiaire d'une caméra électronique et d'un récepteur.

Ainsi définies les meilleures conditions pour amener le faisceau au niveau de la cible, un collimateur de 10 mm de diamètre est placé à 120 cm du centre de la chambre à réaction. Le faisceau étant convergent à l'emplacement du collimateur, ce dernier définit sur la cible une tache inférieure à 8mm de diamètre.

La direction du faisceau est déterminée avec une incertitude inférieure à $\pm 0,5°$ en mesurant les évènements de diffusion élastique à deux angles égaux situés de façon symétrique par rapport à la direction présumée du faisceau et en vérifiant que les taux de comptage sont égaux.

b) Mesure des intensités. Pour déterminer les valeurs absolues des sections efficaces des réactions étudiées, il est nécessaire de connaître le nombre d'ions incidents qui sont venus frapper la cible. Cette mesure est réalisée à l'aide d'un cylindre de Faraday ; les ions sont arrêtés dans un bloc de graphite placé dans un cylindre parfaitement isolé et de dimensions suffisantes pour recueillir tout le faisceau. Le courant d'ions charge une capacité placée en contre réaction dans un amplificateur à courant continu ; lorsque la capacité atteint à ses bornes une certaine différence de potentiel les charges sont neutralisées par des charges opposées provenant d'une capacité portée à une tension de référence ; chaque neutralisation est enregistrée sur une échelle. Un étalonnage avec une précision de l'ordre de 1% est réalisé avec une pile et une résistance étalons. De plus, des précautions sont prises pour que les électrons arrachés lors du ralentissement des ions dans le graphite soient repiégés sur le cylindre : un anneau de garde placé à cet effet à l'entrée du cylindre et porté à un potentiel de -300 V évite ainsi de surestimer l'intensité du faisceau.

La divergence du faisceau au niveau de la cible étant de $\pm 1°$, le diamètre du cylindre de Faraday de 8cm étant distant de la cible de 100cm nous sommes assurés de mesurer la totalité du faisceau.

Pour déterminer le nombre d'ions arrêtés il est nécessaire de connaître le plus précisément possible l'état de charge de ces ions. Il a été montré par Northcliffe (9) qu'un équilibre entre plusieurs charges était réalisé après traversée d'une très mince couche de matière (quelques dizaines de $\mu g/cm^2$ pour une cible d'argent). La nature de l'équilibre est une fonction de l'énergie des ions et de la nature du ralentisseur : à énergie d'ions égale la charge moyenne diminue très légèrement lorsqu'on augmente la masse du ralentisseur. Cette variation est d'autant moins importante que l'énergie des ions est grande ; aussi, en partant des résultats expérimentaux obtenus par Northcliffe avec l'aluminium comme ralentisseur, nous en avons déduit pour l'argent les mêmes charges moyennes suivantes :

Tableau 1

| Ions | Equilibre des Charges | Charge Moyenne |
|---|---|---|
| N (78 MeV) | 86,5% $N^{7+}$<br>13,5% $N^{6+}$ | $6,865^{+}$ |
| N(113 MeV) | 95% $N^{7+}$<br>5% $N^{6+}$ | $6,950^{+}$ |
| C (86 MeV) | 96,5% $C^{6+}$<br>3,5% $C^{5+}$ | $5,965^{+}$ |

Avec une cible d'argent nous avons pu vérifier que le rapport des intensités d'un faisceau mesurées en interposant puis en retirant la cible était du même ordre que le rapport entre la charge moyenne donnée pour l'aluminium comme ralentisseur et après équilibre et la charge exacte accélérée par le cyclotron. Cependant, de telles mesures ne sont pas suffisamment précises car il est difficile d'avoir une intensité du faisceau constante à 2 ou 3% près pendant toute la durée de la mesure. Aux énergies de

5 à 7 MeV par nucléon, la charge moyenne est suffisamment voisine de la charge maximum pour que l'influence de la nature du ralentisseur soit considérée comme négligeable ; la charge moyenne est connue à mieux de 1%.

Le fond du cylindre de Faraday de 80mm de diamètre étant à un mètre environ du centre de la chambre, tous les noyaux diffusés élastiquement par la cible dans une direction faisant un angle supérieur à 2,5° par rapport au faisceau n'étaient pas comptés. Nous avons calculé l'importance du nombre de ces noyaux par rapport à l'intensité du faisceau en intégrant la section efficace différentielle de Rutherford de 2,5° à 180°,

$$\sigma = 2\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\frac{M_2}{4\overline{M_1+M_2}E_i}}\right)^2 \int_{2,5°}^{180°} \frac{1}{\sin 4 \frac{\theta}{2}} \, d\theta$$

où $Z_1$, $Z_2$, $M_1$, $M_2$ sont les charges et masses du projectile et de la cible et $E_i$ l'énergie du projectile.

Le rapport entre le nombre de noyaux diffusés et le nombre de noyaux incidents est donné par :

$$\frac{N_{dif}}{N_{inc}} = \sigma(cm^2) \times \text{Nbre de noyaux de la cible/cm}^2$$

Pour une épaisseur de cible de $1mg/cm^2$ et dans les conditions les plus défavorables (N à 78 MeV) ce rapport ne dépasse pas 2 pour 10 000, ce qui est négligeable.

Quant à l'élargissement angulaire dû au ralentissement du faisceau dans la cible par diffusion élastique sur les électrons, nous avons pu montrer par autoradiographies de plaques métalliques placées au fond du cylindre qu'il ne prenait une importance décelable que pour des épaisseurs d'argent traversées quatre à cinq fois supérieures à celles utilisées pour nos expériences.

Si nous additionnons toutes les incertitudes rencontrées pour la mesure absolue du nombre d'ions qui ont traversé la cible nous ne dépassons pas 2%. En plus de la mesure absolue de l'intensité du faisceau nous avons procédé à une mesure relative de cette intensité par l'intermédiaire des noyaux diffusés élastiquement par la cible. Un détecteur est placé à cet effet dans la chambre et toutes les impulsions délivrées supérieures à un seuil (réglé à une énergie inférieure d'une dizaine de MeV à l'énergie du pic élastique) étaient comptées par une échelle. La valeur de l'angle solide sous lequel le détecteur est vu est très sensible à la position et aux dimensions du faisceau. On est ainsi en mesure de surveiller la stabilité du faisceau en position et en dimension en vérifiant qu'en cours d'expérience le rapport entre le nombre de charges reçues par le cylindre de Faraday et le nombre d'évènements comptés par le détecteur moniteur est constant ($\pm$2%).

## IV. LA CHAMBRE A REACTION. LES CONDITIONS D'IRRADIATION.

La cible, le télescope de détection et le moniteur sont placés dans une chambre à réaction de 1m de diamètre maintenue sous un vide de l'ordre de $10^{-5}$mm de mercure. La chambre a été alignée et centrée sur l'axe du conduit amenant le faisceau avec une précision de l'ordre de 2mm à l'aide d'un faisceau laser.

Comme nous l'avons déjà noté, un collimateur de diamètre 10mm a été placé à 1,20 m du centre de la chambre (figure 1, page 8). De grandes précautions ont été prises pour protéger le système de détection de tous les faisceaux parasites. Ainsi nous avons placé un second collimateur de diamètre supérieur au premier (12mm) à 40 cm et en aval du premier pour arrêter les particules diffusées sur les bords de celui-ci. Une feuille épaisse d'aluminium a également été placée à cet effet à 10cm en amont de la

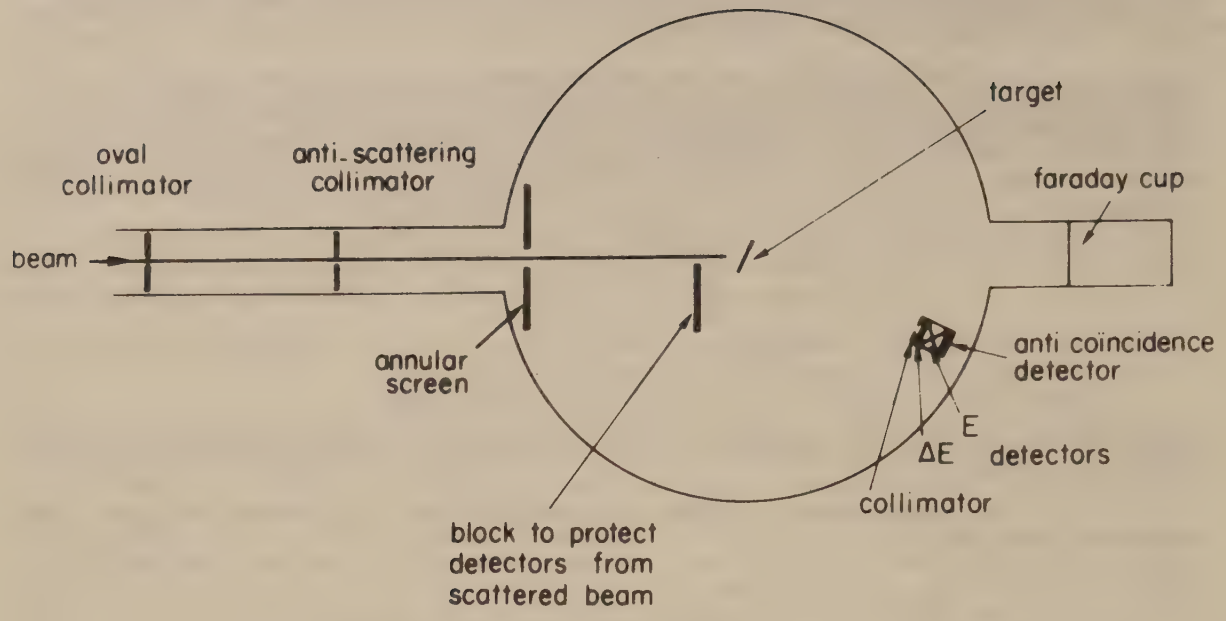



Fig. 1 : Shcéma de la chambre à réaction.

cible et en retrait de 15mm par rapport à l'axe du faisceau. On a pu vérifier l'efficacité de ces mesures de protection dans toutes les directions en constatant que sans la cible aucun évènement n'est détecté.

Les cibles sont montées sur un porte-cible au centre de la chambre. Les distributions angulaires étant réalisées entre 10° et 50° soit à un angle moyen de 30°, le plan de la cible a été incliné de 30° par rapport à la direction du faisceau pour permettre un ralentissement moyen minimum des produits de réaction.

Le télescope est placé sur un bras mobile autour de l'axe de la chambre ; son orientation par rapport à l'axe du faisceau est connue avec une précision de $\pm 0{,}25°$. La distance au centre de la chambre du diaphragme placé en tête du télescope permet de définir l'angle solide de mesure. La valeur de ce dernier est connue à mieux que 1% près.

## V. LA DETECTION DES NOYAUX ISSUS DES REACTIONS DE TRANSFERT.

Les détecteurs solides s'étant montrés, au cours d'un précédent travail (10), d'excellents outils dans la détection de particules chargées légères p, d, t, $^{3}He$, $^{4}He$ d'évaporation, nous avons étendu leur utilisation à l'identification de noyaux de $Z = 3$ à $Z = 9$.

Pour tenir compte à la fois de la charge plus importante de ces derniers noyaux et de leur faible vitesse, nous avons été amenés à utiliser un détecteur de transmission mince (de 35µ à 47µ selon les énergies incidentes).

L'épaisseur totale de silicium nécessaire pour arrêter les particules de plus grand parcours est définie par les noyaux $^{8}Li$ les plus énergétiques et ne dépasse en aucun cas 430µ. Dans toutes nos expériences nous avons utilisé un détecteur d'arrêt de 450µ d'épaisseur.

Le choix de l'épaisseur du détecteur monté en transmission s'avère délicat car nous avons affaire à des particules d'ionisations spécifiques très différentes, d'une part à cause de leur charge qui passe du simple au triple selon que l'on considère les noyaux lithium ou les noyaux fluor et, d'autre part, à cause de la largeur du spec-

tre de leurs vitesses. Si l'on voulait avoir la totalité des spectres en énergie pour tous les isotopes de tous les éléments produits, il serait nécessaire d'utiliser successivement deux détecteurs de transmission d'épaisseur différentes ; avec le plus mince, il serait possible de détecter et d'identifier les particules les plus lourdes et les moins énergétiques ; en revanche, les isotopes des plus légères ou des plus énergétiques ne pourraient plus être séparés dans de telles conditions : les pertes d'énergie étant faibles, les effets de straggling sont importants en valeur relative. Ceci nécessiterait l'emploi d'un autre détecteur de transmission plus épais.

En fait, nous n'avons utilisé qu'un seul détecteur de transmission pour chaque expérience ; nous avons pris le détecteur le plus mince possible qui puisse encore permettre de séparer les isotopes des éléments légers les plus énergétiques. Mais nous perdons ainsi le bas des spectres des éléments lourds. Comme nous le verrons par la suite, les évènements les plus énergétiques se trouvant également être les plus abondants, nous avons pu étudier de la sorte l'essentiel des produits de réaction sans avoir à doubler le système de détection. Durant les expériences en $^{12}C$ ( 86 MeV) et $^{14}N$ (113 MeV) nous avons utilisé un détecteur de transmission d'épaisseur 47µ ; cette épaisseur est réduite à 35µ lors des expériences réalisées avec le faisceau $^{14}N$ (78 MeV).

Tous les détecteurs sont des détecteurs au silicium du type barrière de surface dont l'homogénéité est garantie à 0,5µ près. Les épaisseurs de la fenêtre d'entrée comme de la fenêtre de sortie sont de l'ordre de 40$\mu g/cm^2$, ce qui est tout à fait négligeable. Nous nous sommes assurés de l'ouverture complète de la zone de déplétion de chaque détecteur et de la collection complète des charges laissées par le passage d'une particule en appliquant sur chaque jonction une différence de potentiel suffisante.

Nous pouvons également noter que, compte tenu de la faible épaisseur des deux jonctions associées, le temps de collection des charges $\tau$ donné par la relation :

$$\tau_s = \frac{w^2}{\mu V}$$

est inférieur à $10^{-8}$s, où $w_{cm}$ est l'épaisseur du détecteur, $V_{volt}$ la tension appliquée, et $\mu$ la mobilité des charges ($cm^2\ V^{-1}\ S^{-1}$).

En associant aux détecteurs des éléments électroniques ne dégradant pas cette bonne définition dans le temps, il est permis de s'assurer de façon très stricte si les impulsions délivrées par les deux détecteurs sont dues à la même particule.

La surface active du détecteur de transmission est 25$mm^2$, celle du détecteur d'arrêt 100$mm^2$. Un diaphragme de 4mm de diamètre placé devant le premier détecteur empêche les particules de venir frapper les bords de ce détecteur. En même temps, il définit l'angle solide d'analyse.

L'ensemble des deux détecteurs est monté dans un cylindre de laiton porté à la masse des appareils électroniques d'analyse différente de la masse de la chambre. Cet isolement, ainsi que d'autres précautions que nous décrirons par la suite sont destinés à limiter le plus possible le captage des ondes électromagnétiques et notamment l'onde haute fréquence émise par l'oscillateur de l'accélérateur.

Précisons également que pour protéger les détecteurs des rayons X mous et des électrons arrachés par le passage du faisceau de particules dans la cible, un écran d'aluminium d'épaisseur voisine de 1µ a été placé devant le premier détecteur. Une telle épaisseur de matière peut arrêter des électrons de quelques 7 à 8 KeV ; les électrons émis dans les conditions énergétiques les plus favorables peuvent atteindre 20 KeV mais leur probabilité d'émission est infime par rapport à celle des électrons de quelques dixièmes de KeV et ceux de quelques KeV . Pour tenir compte du ralentissement des produits de réaction dans cette feuille d'aluminium, une correction de 500 KeV a été appliquée à tous les produits détectés quelles que soient leurs énergies.

## VI. L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS.

Le traitement des deux impulsions électriques délivrées lors du passage d'une particule chargée dans le système de détection aurait été fort simple s'il n'y avait pas, outre les évènements de transfert proprement dits,tous les évènements de dif-

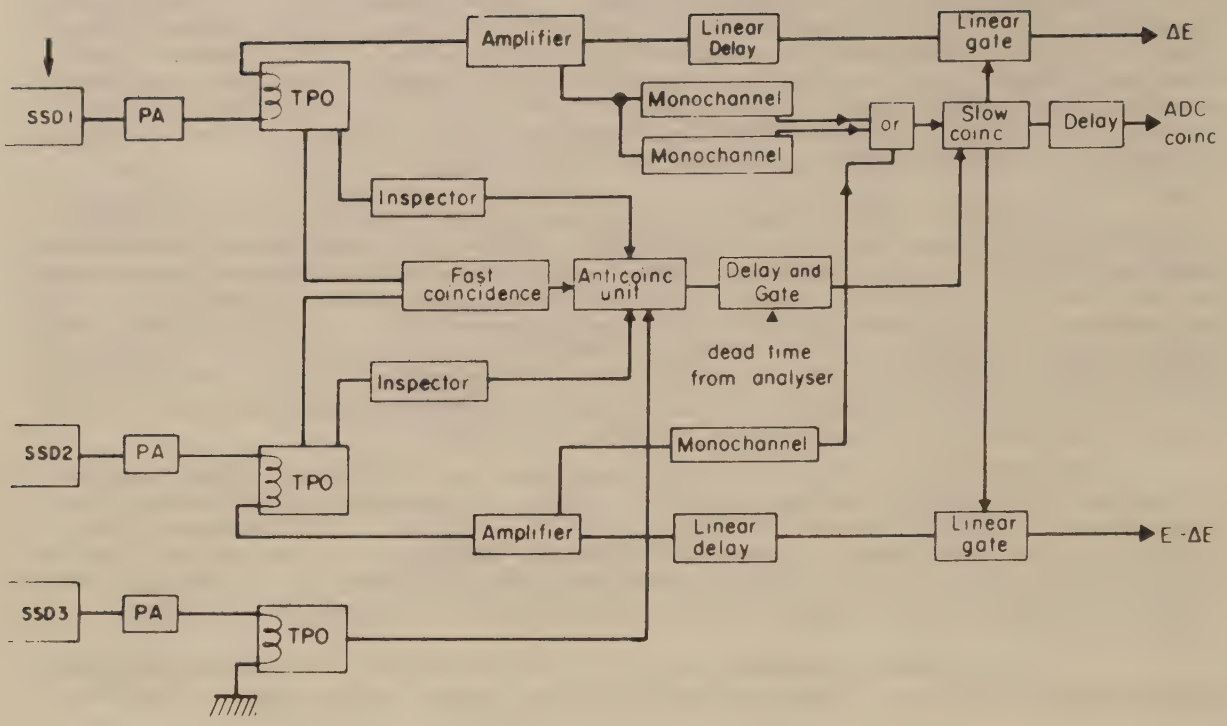
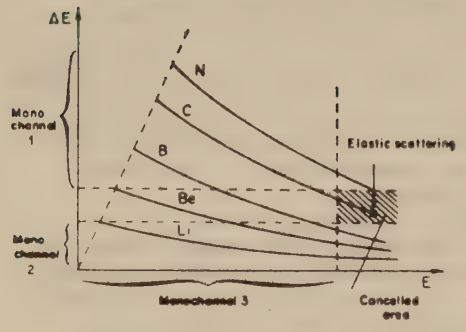



Fig. 2 : Schéma de l'appareillage électronique. Montage des monocanaux permettant d'isoler les évènements de diffusion élastique.

fusion élastique qui, vers l'avant, représentent la quasi totalité des particules détectées. Cette grande abondance des noyaux diffusés par rapport aux noyaux issus des interactions de surface présente pour l'étude de ces derniers deux inconvénients majeurs :




1°) Pour que le taux de comptage en noyaux de transfert soit suffisant, on est contraint de détecter une intensité importante de noyaux diffusés ce qui engendre de nombreux empilements d'impulsions.

2°) Ces évènements de diffusion encombrent inutilement nos éléments de stockage d'informations, en l'occurrence des bandes magnétiques, et par là même allongent les temps de traitement de ces dernières.

Pour pallier ces gros inconvénients, il nous a fallu trouver un premier système permettant de détecter et de rejeter les empilements d'impulsions et un second système permettant à volonté, de stocker ou de ne pas stocker les noyaux diffusés élastiquement. Nous nous expliquerons plus en détail en temps opportun sur la réalisation de ces deux fonctions.

Comme le montre la figure 2, chaque détecteur est relié à un préamplificateur de charges dont le gain est réglé pour qu'à une perte d'énergie de l'ordre de 1 MeV dans le détecteur corresponde une amplitude d'impulsion, à la sortie du préamplificateur, de l'ordre de 15 mV. Les préamplificateurs étant conçus pour délivrer des impulsions saturantes à partir de 8V, un tel gain nous permet d'analyser sans saturation des empilements au plus quintuples en conservant un temps de descente de l'impulsion à peine

supérieur au temps habituel de 60$\mu$s. La qualité importante de ces préamplificateurs, outre leur linéarité à 2 ou 3‰ et leur résolution en énergie de l'ordre de 3 KeV, est de délivrer des impulsions dont les temps de montée, très rapides ($<10^{-8}$s), permettent de déclencher des signaux brefs à partir desquels peut être vérifiée la simultanéité des informations correspondant à la détection d'une seule et même particule chargée. Du fait de leurs performances les préamplificateurs sont à la fois l'amorce de la voie logique et un élément de la voie linéaire.

*La voie linéaire.* Après le préamplificateur l'information linéaire se trouve à nouveau amplifiée et mise en forme par un amplificateur, puis retardée afin d'arriver sur une porte linéaire juste après le signal d'ouverture de cette porte. L'information est alors dirigée vers un convertisseur analogique digital. L'ensemble de la voie présente une linéarité de l'ordre de 5 pour mille et la seule précaution à prendre pour préserver cette linéarité consiste à assurer une mise en temps correcte pour que le sommet de l'impulsion soit atteint pendant la durée d'ouverture de la porte.

*La voie logique.* Sous certaines conditions que nous préciserons ci-dessous, cette voie délivre l'ordre qui autorise l'analyse.

- La première condition consiste à vérifier que les impulsions sur chacune des voies sont corrélées en temps.
- Il faut, de plus, s'assurer que le système d'analyse est alors libre, c'est-à-dire que les opérations d'analyse de l'évènement précédent sont terminées.
- Cette voie permet de rejeter sélectivement et à volonté les évènements de diffusion élastique qui ne présentent pas dans le cadre de cette étude un intérêt particulier.
- Enfin, cette voie permet de ne pas analyser tous les évènements qui, bien qu'ayant satisfait aux conditions précédentes mais qui, trop rapprochés entre eux dans le temps, risquent d'être analysés de façon erronée.

a) Réalisation des coïncidences rapides. Les informations en temps nécessaires à établir la corrélation entre les impulsions sur les deux voies sont délivrées par deux éléments "Prise de temps" (TPO d'après les initiales anglaises). Chacun d'eux est monté entre le préamplificateur et l'amplificateur. A l'entrée du module "Prise de temps", l'impulsion en provenance du préamplificateur est très fortement différenciée par une ligne à retard d'environ $3.10^{-9}$s. Le signal ainsi obtenu passe dans un transformateur ayant une des extrémités du secondaire à la masse et l'autre extrémité reliée d'une part, à la masse à travers 3,2$\Omega$ et, d'autre part, à un amplificateur rapide attaquant une diode tunnel. Fonctionnant avec ces caractéristiques, les modules "Prise de temps" permettent à la fois d'atteindre un seuil de détection faible (1,5 MeV) et de couvrir une dynamique étendue (de l'ordre de 60).

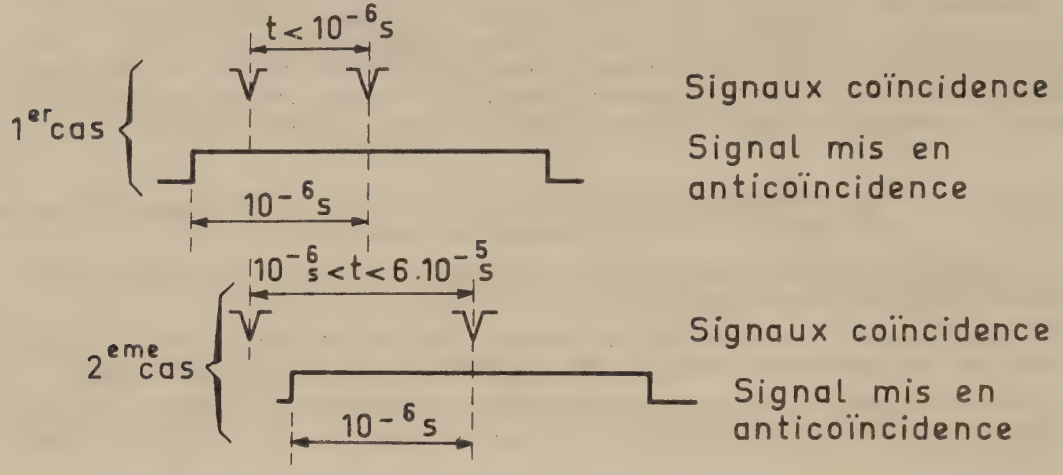
Les fluctuations d'un signal par rapport au signal corrélé ne dépassent pas, dans ces conditions, $10^{-8}$s et ces deux signaux déclenchent un circuit à coïncidence rapide de résolution $2\tau = 5.10^{-8}$s.

b) Problème des empilements ; leur détection ; les blocages. Les empilements peuvent être classés en deux catégories selon des critères imposés d'une part par la durée d'ouverture des portes linéaires ($10^{-6}$s) et d'autre part par le temps de descente des impulsions délivrées par le préamplificateur ($6.10^{-5}$s).

Pour deux impulsions se présentant dans l'intervalle de temps de $10^{-6}$s, durée d'ouverture des portes linéaires, aucune de ces deux impulsions ne peut être analysée correctement ; il faut donc, lorsque cette situation se produit, interdire leur analyse.

De plus, lorsque deux impulsions sont séparées par un temps supérieur à $10^{-6}$s mais inférieur à $6.10^{-5}$s (temps de descente de l'impulsion dans le préamplificateur), la deuxième impulsion se trouve affectée par la non remise à zéro du signal de la précédente ; il convient donc d'interdire son analyse.

La détection des impulsions rapprochées dans le temps en-deçà d'une certaine durée est confiée à un circuit appelé "Inspecteur". Ce circuit est réglé pour détecter les évènements qui se suivent dans l'intervalle $\tau < 6.10^{-5}$s. Lorsqu'il est déclenché, il délivre un signal de durée $2.10^{-6}$s mis en anticoïncidence avec les signaux délivrés par le circuit coïncidence rapide et préalablement retardés de $10^{-6}$s. Comme le montre le schéma qui suit, un tel système assume les deux fonctions précédemment requises : rejeter tous les évènements lorsque ceux-ci sont détectés à moins de $10^{-6}$s l'un de l'autre et rejeter seulement le second lorsque l'écart est compris entre $10^{-6}$s et $6.10^{-5}$s




Notons qu'un second "Inspecteur" réglé à $\tau = 10^{-6}$s peut prendre le relais du premier "Inspecteur" dans le cas où un évènement se présente moins d'une microseconde après que le premier "Inspecteur" soit déclenché.

Pour les deux "Inspecteurs", le seuil de détection des empilements est $1{,}5.10^{-7}$s. En-dessous de ce seuil, aucune protection n'est possible et le système d'analyse détecte alors des impulsions d'amplitude anormalement élevée ; de tels évènements sortent largement du champ d'analyse et ne constituent donc aucune gêne.

Le système de blocage décrit ci-dessus nous a donné de grandes satisfactions ; cependant, pour les mesures réalisées à $\theta < 10°$, nous avons pu constater l'apparition d'évènements répartis assez uniformément dans l'espace E-ΔE au-delà de la courbe spécifique à l'ion incident. Nous attribuons ces phénomènes à des empilements d'impulsions au niveau de la boucle de charge des préamplificateurs. Le seul moyen de s'en affranchir serait d'adjoindre un système de déviation magnétique qui défléchirait différentiellement le faisceau diffusé élastiquement et les autres noyaux. Dans ce cas, l'analyse à un angle donné du spectre complet des différents produits nécessiterait plusieurs mesures correspondant à diverses valeurs du champ magnétique.

c) Elimination du stockage des évènements de diffusion élastique. Dans l'espace bidimensionnel (E-ΔE) les noyaux diffusés élastiquement étant localisés dans un espace étroit, il est facile par l'intermédiaire de trois monocanaux d'isoler ces évènements et de les rejeter à volonté (figure 2). L'analyse n'est déclenchée que si l'un au moins des trois monocanaux est déclenché, c'est-à-dire si l'énergie de la particule est inférieure à un certain seuil E ou si la perte d'énergie dans le premier détecteur a une valeur soit supérieure au seuil ΔE1 soit inférieure au seuil ΔE2.

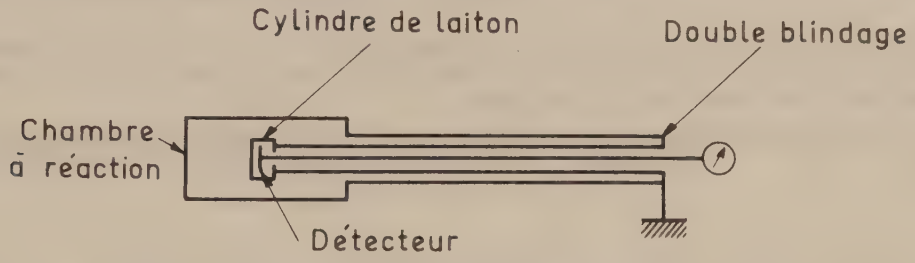
Le réglage des seuils des monocanaux doit être réalisé pour chaque nouvelle direction de mesure. Ces seuils sont ajustés de façon aussi précise que possible pour que la coupure n'affecte pas les isotopes voisins de l'ion incident. A cet effet, la partie concernée de l'espace ΔE-E est visualisée en bidimensionnel sur un oscilloscope.

Notons que les évènements de diffusion élastique n'ont pas tous été systématiquement rejetés. Il est particulièrement intéressant de les stocker de temps à

autre pour surveiller la stabilité de l'énergie du faisceau incident. De plus, nous verrons par la suite que la connaissance de la distribution angulaire de la diffusion élastique présente un grand intérêt dans le traitement théorique du mécanisme de transfert pour définir les paramètres nucléaires d'interaction. Pour accumuler ces évènements, il suffit tout simplement de supprimer la condition coïncidence en provenance des monocanaux.

d) Temps mort d'analyse. Comme nous l'avons précisé sur la figure 2, le signal de temps mort d'analyse est conduit sur une porte qu'il peut éventuellement bloquer.

e) Réglages et Contrôles. De tous les éléments électroniques dont les fonctions ont été décrites, seuls les préamplificateurs sont placés près de la chambre à réaction, le reste de l'appareillage est situé à une trentaine de mètres. Des précautions sont prises pour que les bruits captés par les câbles sur lesquels cheminent les informations soient aussi faibles que possible. Pour cela on utilise des câbles coaxiaux doublement blindés avec les préamplificateurs, eux-mêmes, protégés par un double blindage. Les deux blindages sont ramenés à la masse physique au niveau de l'analyse comme l'indique le schéma qui suit :




Le bruit capté de haute fréquence est ainsi réduit à moins de 10 mV.

Un autre problème particulièrement important concerne le réglage des mises en temps des signaux logiques pour la réalisation des coïncidences rapides, puis des signaux linéaires par rapport à la coïncidence lente et enfin du signal d'analyse par rapport à ces mêmes impulsions linéaires.

La linéarité a été testée par un générateur d'impulsions. Des précautions ont été prises pour garder pendant toute la durée des mesures une température ambiante stable afin de se préserver contre toute variation du gain des chaînes linéaires. L'étalonnage en énergie de chaque voie est réalisé à l'aide des impulsions prenant naissance dans les détecteurs soumis au rayonnement alpha du dépôt actif du thoron (6,05 MeV, 6,09 MeV, 8,78 MeV). Pour qu'il n'y ait pas d'ambiguité sur la connaissance de la stabilité du gain pendant tout le courant des mesures, un générateur d'impulsions délivre un coup chaque seconde sur chaque voie.

Une série d'échelles déclenchées par les prises de temps, les inspecteurs, les monocanaux, les circuits à coïncidence rapide, coïncidence lente, l'intégrateur de courant et le moniteur permettent de suivre le bon fonctionnement de l'expérience et de noter les données nécessaires au calcul des sections efficaces.

f) Acquisition des données. Pour une gamme aussi étendue de particules avec des spectres aussi larges, il n'est pas possible de faire appel à un identificateur de particules (11) pour déterminer la nature de chaque évènement. Aussi, les données analogiques perte d'énergie ($\Delta E$) et énergie résiduelle ($E-\Delta E$) ne sont pas traitées immédiatement en ligne comme ont pu le faire certains auteurs (12) mais convertie en digital pour être stockée séparément sur bandes magnétiques.

On dispose de douze positions binaires pour convertir chaque impulsion, soit vingt quatre digits par évènement. Pour réduire les temps morts dus à la transcription sur bande magnétique, les évènements sont accumulés dans deux mémoires de 512 positions de 24 digits chacune. Le vidage de la première mémoire tampon s'opère sans interrompre le stockage des évènements dans la seconde et permet ainsi un taux de comptage de l'ordre de 2000 évènements par seconde avec un taux de perte inférieur à 10%. Au cours des expériences qui concernent ce travail nous avons accumulé 32 000 000 d'évènements sur une trentaine de bandes magnétiques, ce qui représente une vingtaine de kilomètres de ruban.

## VII. TRAITEMENT DES DONNEES.

### A/ Détermination de la charge et de la masse des noyaux.

Vu le grand nombre d'évènements accumulés, seul le recours à l'ordinateur peut permettre une identification et un classement rapides des informations.

La détermination simultanée de l'énergie d'une particule chargée et de l'énergie perdue dans une épaisseur connue d'un absorbant permet d'identifier cette particule. Pour une particule de faible vitesse, non relativiste, la perte d'énergie par unité de parcours est donnée par la formule de Bethe (13) :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{-z^2}{v^2} \frac{4\pi e^4}{m_e} NZ \left[ \text{Log} \frac{2m_e v^2}{I} - \text{Log} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

où z représente la charge effective de cette particule, v sa vitesse, $m_e$ la masse de l'électron, e sa charge, N le nombre de noyaux par $cm^3$ de ralentisseur, Z la charge du ralentisseur et I son potentiel d'ionisation.

En première approximation les termes placés dans la parenthèse peuvent être négligés et :

$$\frac{dE}{dx} \sim \text{cte} \frac{z^2}{v^2} \qquad \text{soit} \qquad \frac{dE}{dx} \cdot E \sim \text{cte } Mz^2$$

où M est la masse de la particule. Si une telle simplification permet d'identifier la particule en tant qu'élément, elle est trop grossière pour déterminer l'isotope.

De plus, la valeur $\Delta E$ que nous mesurons n'est pas véritablement une perte d'énergie différentielle par unité de parcours, c'est déjà une énergie intégrée sur un certain parcours $\Delta x$, épaisseur du détecteur de transmission ; en outre, la charge effective z subit de nombreuses variations en cours de ralentissement. Aussi, l'application de la formule de Bethe, même sous sa forme la plus complète ne permet pas de définir la masse de l'élément identifié.

Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour obtenir la valeur de la masse des différents isotopes. La première consiste à déterminer manuellement sur la carte des évènements projetés dans le plan $\Delta E$-E les lignes de plus faible taux de comptage séparant chaque isotope de son voisin et de les fournir à l'ordinateur. Ces lignes peuvent être définies avec une très grande précision si l'on se donne la peine de les suivre canal par canal. Cette méthode nécessite de donner à l'ordinateur une dizaine de milliers de données et ne peut être pratiquement retenue ; on peut se contenter de définir un certain nombre de points régulièrement espacés et de faire faire des interpolations linéaires entre eux par l'ordinateur. Une méthode plus empirique consiste à trouver une expression analytique permettant de reproduire les lignes de séparation.

Toutes ces solutions ne nous ont pas paru satisfaisantes car leur dépendance de l'épaisseur du détecteur de transmission nécessite la redéfinition complète des paramètres en fonction de cette variable.

La méthode d'identification en masse que nous présentons ci-dessous suppose connue la valeur Z du noyau. C'est pourquoi celle-ci est déterminée dans une première étape par l'ordinateur qui compare le produit $E.\Delta E$ relatif à chaque évènement à différentes constantes qui lui ont été préalablement données et qui délimitent les différentes plages spécifiques à chaque élément dans l'espace E-$\Delta E$. Pour définir ensuite la masse des différents isotopes d'un élément connu nous avons exploité (14) certaines propriétés relatives aux parcours des ions dans la matière. Ces propriétés ont été suggérées par une étude analytique des courbes expérimentales et semi-empiriques, données par Northcliffe, exprimant le parcours de différents ions dans l'aluminium en fonction de leurs énergies.

i) Chacune de ces courbes peut être reproduite avec une grande fidélité par une expression analytique de la forme :

$$R^2 + \alpha_1 E^2 + \alpha_2 ER + \alpha_3 E + \alpha_4 R + \alpha_5 = 0$$

où R et E représentent le parcours et l'énergie d'un noyau ${}^{M}_{Z}X$ et $\alpha_i$ i = 1 à 5 sont des constantes déterminées en prenant 5 valeurs sur les courbes données par Northcliffe.

ii) Il est possible de déduire la courbe exprimant la différence de parcours en fonction de l'énergie entre deux isotopes M et $M_0$ à partir d'une courbe identique prise comme référence par une affinité par rapport à l'axe des énergies :

Soit
$$\left(\frac{R_M - R_{M_0}}{R_{M_1} - R_{M_0}}\right)_E = G(M)$$

avec G(M) indépendant de E mais fonction de M.

Ainsi défini, G(M) prend les valeurs particulières suivantes :

$$G(M_0) = 0 \qquad G(M_1) = 1.$$

iii) La différence de parcours $(R_{M_1} - R_{M_0}) = S(E)$ prise comme référence peut être calculée en fonction de l'énergie E par la relation :

$$S^2 + \beta_1 E^2 + \beta_2 ES + \beta_3 E + \beta_4 S + \beta_5 = 0$$

où $\beta_i$ i = 1 à 5 sont des constantes déterminées à partir de 5 valeurs déduites des courbes semi empiriques. Compte tenu de ces trois propriétés il est possible de relier les données $\Delta E$ et E à la valeur G(M) définissant une masse en introduisant, dans les expressions qui précèdent, la valeur de la différence de parcours liée à la perte d'énergie $\Delta E$. Cette différence de parcours qui n'est autre que l'épaisseur T du détecteur de transmission est égale à la différence entre le parcours total d'un ion M d'énergie E et le parcours dans le second détecteur de ce même ion d'énergie résiduelle $(E-\Delta E)$ :

$$T = R_M(E) - R_M(E-\Delta E)$$

or, $$R_M(E) - R_{M_0}(E) = S(E) \cdot G(M)$$

de même $$R_M(E-\Delta E) - R_{M_0}(E-\Delta E) = S(E-\Delta E) \cdot G(M)$$

d'où :

$$T = R_M(E) - R_M(E-\Delta E) = R_{M_0}(E) - R_{M_0}(E-\Delta E) + \Big[S(E) - S(E-\Delta E)\Big] \cdot G(M) \qquad (1)$$

et
$$G(M) = \frac{T + R_{M_0}(E-\Delta E) - R_{M_0}(E)}{S(E) - S(E-\Delta E)} \qquad (2)$$

L'épaisseur T du détecteur est donnée par le fabricant, cependant par souci de précision il est préférable de recalculer sa valeur par la relation (1) établie ci-dessus à partir d'un couple de valeurs expérimentales $\Delta E$ et E caractérisant un ion bien connu (l'ion diffusé élastiquement par exemple).

Ainsi une fois déterminée la nature de l'élément pour un évènement quelconque, on calcule à partir de la relation (2), la valeur G(M) en utilisant les constantes $\alpha_i$, $\beta_i$ propres à cet élément. L'évènement est alors classé dans une nouvelle matrice où l'ordonnée $\Delta E$ a été remplacée par G(M). Comme le montre la figure 3, une telle représentation offre un gros intérêt sur la représentation classique en fonction de $\Delta E$ et E ; pour un ion de masse M l'ordonnée G(M) est indépendante de l'énergie ; la courbe de plus faible taux de comptage séparant deux isotopes dans l'espace $\Delta E.E$ est remplacée par une droite parallèle à l'axe des énergies dans l'espace G(M) - E et, seule, une constante suffit à définir la limite entre deux isotopes.

Fig. 3 : a) Distribution des produits de réaction dans l'espace ΔE-E.

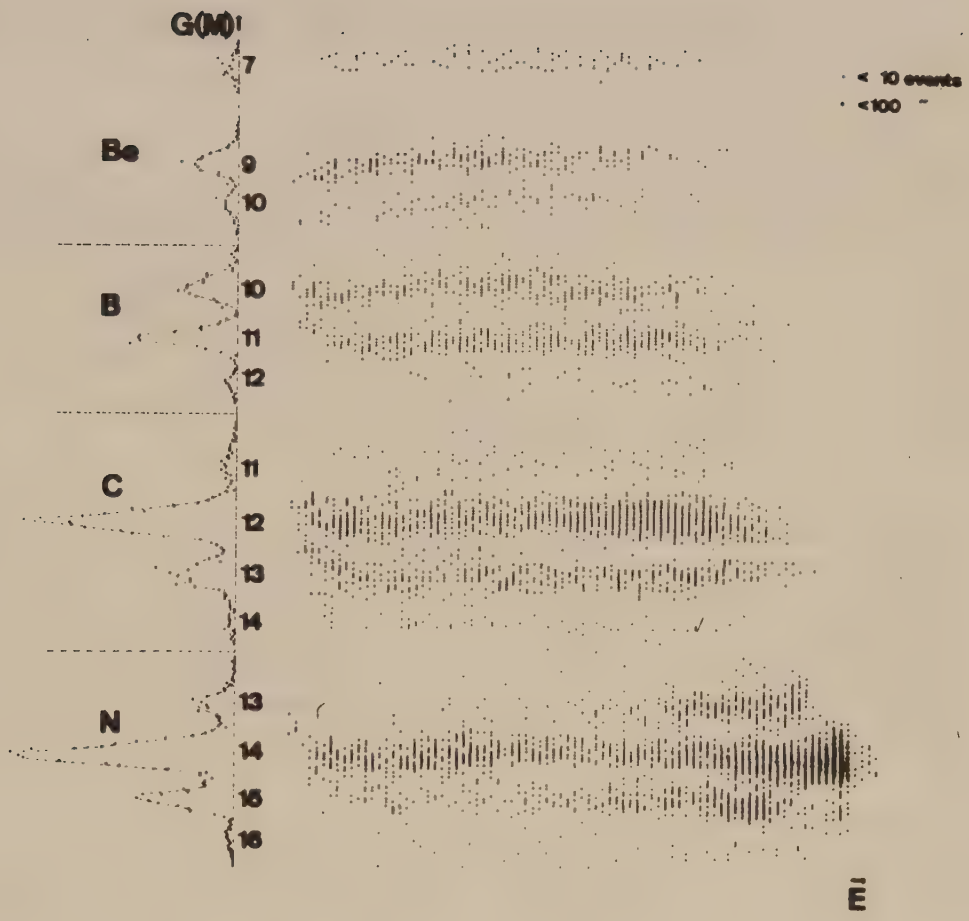



Fig. 3 : b) Distribution des produits de réaction dans l'espace G(M)-E.

Le nombre de données à fournir à l'ordinateur est limité :

- pour chaque élément, 20 données sont nécessaires pour calculer $\alpha_i$, $\beta_i$ i = 1 à 5, et pour un nombre n d'isotopes à identifier, il faut connaître (n+1) valeurs de G(M) ;

- pour définir T, deux données suffisent.

Précisons cependant que la détermination des constantes $\alpha_i$, $\beta_i$ est délicate et réclame certaines précautions. En effet, pour un noyau donné et en fonction de son énergie, l'invariance de G(M) est très sensible à la valeur des paramètres $\alpha_i$ et $\beta_i$ et, par voie de conséquence, aux valeurs données par Northcliffe qui ont permis de calculer ces constantes. Or, ces valeurs ne nous sont pas connues avec très grande précision (l'épaisseur du trait de la courbe n'est pas négligeable). Il a donc fallu chercher parmi tous les lots de paramètres $\alpha_i$ et $\beta_i$ donnant une bonne représentation d'une courbe, celui qui assure pour chaque isotope une valeur G(M) la plus constante possible en fonction de l'énergie.

Les valeurs des constantes données dans le Tableau 2 nous ont paru être les meilleures pour les différents ions ayant une énergie comprise dans le domaine précisé.

TABLEAU 2

| | Li | Be | B | C | N | O | F |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 15 à 70 MeV | 20 à 90 MeV | 30 à 105 MeV | 35 à 115 MeV | 40 à 115 MeV | 50 à 115 MeV | 60 à 115 MeV |
| $\alpha_1$ | -18.0 | -4.01 | -2.22 | -.338 | -0.006 | -0.0209 | 0.0248 |
| $\alpha_2$ | -2.39 | -1.47 | -1.10 | -1.01 | - .716 | - .536 | -.430 |
| $\alpha_3$ | -338 | -127 | -97.4 | -36.1 | -11.8 | -6.57 | -4.01 |
| $\alpha_4$ | 775 | 438 | 523 | 217 | 78.7 | 50.4 | 34.5 |
| $\alpha_5$ | -175 | -212 | 0.172 | -110 | -9.31 | -5.15 | -4.80 |
| $\beta_1$ | 0.0277 | 0.00175 | -0.00002 | -0.00013 | 0.00007 | -0.0001 | 0.00002 |
| $\beta_2$ | -.405 | -0.134 | -0.0911 | -0.0457 | -0.0232 | -0.028 | -0.0157 |
| $\beta_3$ | -1.02 | -0.165 | -0.117 | -0.0188 | -0.0043 | -0.018 | -0.0032 |
| $\beta_4$ | 9.18 | 5.2 | 8.10 | 4.48 | 0.967 | 2.72 | 1.36 |
| $\beta_5$ | 5.82 | 2.05 | 0.584 | -0.777 | 0.0916 | 0.618 | 0.03 |

Valeurs des constantes $\alpha_i$ , $\beta_i$ déterminées pour les éléments Li, Be , B , C , N , O , F.

Cependant, si l'on voulait détecter les mêmes ions dans des domaines d'énergie plus étendus, ces paramètres devraient être recalculés afin de retrouver de meilleures expressions analytiques des courbes de Northcliffe couvrant ces nouvelles zones d'énergie.

Par rapport à l'identificateur de particules, les avantages de la technique présentée ci-dessus sont grands : alors que l'identificateur ne permet d'analyser sumultanément qu'un nombre réduit d'éléments (2 ou 3) sur un domaine d'énergie assez restreint nous avons pu identifier une gamme de produits très étendue (depuis l'hélium jusqu'au fluor) avec de larges spectres en énergie. De plus, une fois définies les différentes constantes, rien ne s'oppose à ce que l'identification des particules soit réalisée en ligne par un ordinateur ; les calculs à effectuer pour chaque évènement sont très simples.

La résolution de la séparation des masses dépend beaucoup de l'importance relative de deux isotopes voisins. Entre $^{10}B$ et $^{11}B$ dont les taux de production sont très voisins, la séparation peut être considérée comme très bonne (la résolution en masse est de l'ordre de 0,5 unité de masse).

Le cas le plus défavorable se situe au niveau des isotopes voisins du projectile ; en effet, la grande accumulation d'évènements au voisinage du pic de diffusion élastique élargit considérablement leur distribution en $\Delta E$ et par suite en G(M). Si l'on ne prenait pas de précautions spéciales, un certain nombre d'évènements de diffusion se trouveraient répartis avec les isotopes voisins.

Avec $^{14}N$ comme projectile, les produits $^{13}N$ et $^{16}N$ ont des spectres en énergie qui ne peuvent pas atteindre, du fait du bilan des masses des réactions correspondantes, l'énergie des noyaux $^{14}N$ diffusés élastiquement ; l'élimination de ces derniers est donc facile. En revanche, pour le produit $^{15}N$, le haut du spectre en énergie tombe à une énergie très voisine de celle de $^{14}N$ et la correction est très délicate.

Avec $^{12}C$ comme projectile, les spectres $^{11}C$, $^{13}C$ et $^{14}C$ ne sont pas atteints par les noyaux $^{12}C$ diffusés élastiquement, la correction est aisée.

Un phénomène parasite vient également perturber l'identification de certains produits. Comme le montre schématiquement le croquis, figure 4, pour les mesures aux angles les plus en avant, là où les évènements de diffusion élastique sont très nombreux, on a pu observer un certain nombre d'évènements anormalement répartis sur une traîne caractérisée par une valeur $\Delta E$ analogue à celle des évènements diffusés élastiquement et une valeur de E variable.

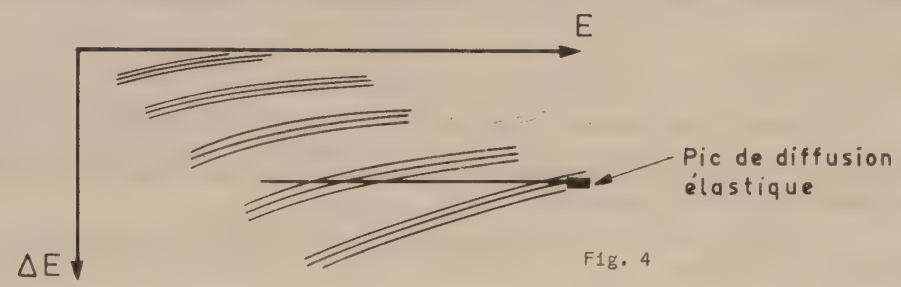



Fig. 4

Cette anomalie dans la localisation des évènements qui sont probablement des évènements de diffusion élastique est très gênante. Certaines zones relatives à des isotopes plus légers que l'ion incident et même à des noyaux de Z inférieur à celui de l'ion incident sont anormalement peuplées. Nous pourrons voir par la suite qu'une correction est possible sur les éléments plus légers que le projectile ; en effet, ce sont les parties basses des spectres en énergie qui sont affectées, là où les spectres sont continus. Il suffit donc d'éliminer les valeurs mesurées dans la zone contaminée et de les remplacer par des valeurs interpolées linéairement.

En ce qui concerne les isotopes légers voisins du projectile, la zone contaminée se trouve là où les spectres d'énergie présentent une certaine structure à maxima et minima ; les corrections sont rendues beaucoup plus délicates. Par chance pour les noyaux $^{11}C$ provenant du projectile $^{12}C$ le spectre en énergie arrive juste aux bords de la région contaminé. En revanche, pour le noyau $^{13}N$ provenant du projectile $^{14}N$ il y a un certain recouvrement entre le spectre et la zone contaminée et ceci augmente considérablement l'incertitude sur la valeur de la section efficace de production de cet ion.

Nous avons essayé de remédier à ces effets de mauvaise localisation en tentant de découvrir les causes du phénomène. Tout se passe comme si l'analyse devenait parfois aberrante sur la deuxième voie tout en restant correcte sur la première. Il nous semble possible d'affirmer que c'est au niveau du détecteur lui-même que se produit le phénomène ; en effet, des mesures réalisées avec des taux de comptage très différents nous ont montré que l'importance du phénomène reste indépendante de l'intensité en évènements mais demeure proportionnelle au nombre total d'évènements ; on ne peut donc craindre de voir notre analyse perturbée à quelque niveau que ce soit (des détecteurs eux-mêmes, aux convertisseurs) par un débit trop rapide d'informations.

Au niveau du deuxième détecteur, celui qui semble être la cause du phénomène, nous avons essayé de voir si ce défaut d'énergie ne pouvait pas être provoqué par un effet "canal" ; d'après cette hypothèse, l'ion pourrait se trouver engagé pendant un certain temps dans une direction privilégiée d'organisation du réseau cristallin du silicium et alors traverser le détecteur sans avoir totalement perdu son énergie. Cependant, un troisième détecteur placé derrière le second et mis en anticoïncidence avec lui n'a pas permis de faire disparaître ces évènements aberrants, ce qui vient infirmer l'hypothèse d'un effet "canal".

En changeant le deuxième détecteur on a vu se modifier le rapport entre le nombre d'évènements répartis dans la traîne et ceux concentrés sur le pic de diffusion élastique. En conséquence, nous pensons que cette analyse incorrecte est inhérente à des défauts du détecteur ; une petite zone morte au sein du cristal produirait des effets analogues.

Pour nous résumer, nous pouvons dire que la résolution de la séparation des divers isotopes entre eux n'a pas été dégradée par la méthode que nous avons choisie pour identifier ces isotopes. En revanche, des perturbations, créées par les évènements trop abondants de diffusion élastique, ont rendu difficile la séparation au niveau des isotopes correspondant au Z du projectile pour les petits angles de détection.

Précisons également qu'il n'a pas été possible, au cours de ces mesures, d'obtenir des renseignements très précis sur la diffusion inélastique ; en effet, les bords du collimateur placé devant le premier détecteur ralentissent une petite partie des ions diffusés élastiquement, ce qui rend difficile la distinction entre noyaux diffusés inélastiquement et noyaux diffusés élastiquement puis ralentis.

B/ Spectres en énergie.

a) Dans le système du laboratoire. Une fois constitués les tableaux donnant en fonction de la masse (G(M)) et de l'énergie (E) le nombre d'évènements, nous avons pu déterminer les spectres en énergie de chaque produit de réaction.

La section efficace différentielle a tout d'abord été calculée dans le laboratoire par la relation :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{cm^2\ MeV^{-1}\ sr^{-1}} = \frac{n}{N\eta d\Omega dE}$$

où n est le nombre d'évènements dont l'énergie est comprise entre E et (E+dE),
N le nombre de particules incidentes qui sont venues frapper la cible,
$\eta$ le nombre de noyaux par $cm^2$ de la cible,
$d\Omega$ l'angle solide sous lequel la mesure a été réalisée, exprimé en sr,
dE la largeur du canal exprimée en MeV.

Chaque spectre a été intégré sur l'élément différentiel dE. L'incertitude sur la mesure de la valeur absolue de la section efficace est égale à la somme des incertitudes sur les paramètres communs ($dN/N + d\eta/\eta + d\Omega/\Omega$) et de l'incertitude dn/n spécifique à chaque produit mesuré.

Cette dernière dépend de deux facteurs :

- de la statistique
- du bon degré de séparation avec les isotopes voisins.

Pour chiffrer l'incertitude sur le nombre d'évènements, il faudrait donc considérer chaque cas particulier pour chaque direction d'émission (les mesures n'ont pas été réalisées dans les mêmes conditions statistiques pour chaque noyau). Pour simplifier, nous allons distinguer de façon arbitraire deux cas limites pour définir dn/n :

- Le premier cas concerne les produits pour lesquels la section efficace $\sigma$ intégrée est inférieure à 2mb et pour lesquels on peut considérer dn/n inférieur à 10%.

- Le second cas s'applique à tous les autres produits de section efficace supérieure à 2 mb et pour lesquels l'incertitude d'origine statistique est faible ; on considère alors dn/n inférieur à 5%.
(Le noyau $^{7}$Be qui est très faiblement produit peut néanmoins prendre place dans cette catégorie car son voisin $^{8}$Be n'étant pas détecté en raison de sa trop faible période, la séparation de $^{7}$Be est excellente).

Les différentes incertitudes sur les mesures de N, $\eta$ et $d\Omega$ ont déjà été définies comme suit :

$$\frac{dN}{N} < \pm 1\% \quad ; \quad \frac{d\eta}{\eta} < \pm 5\% \quad ; \quad \frac{d\Omega}{\Omega} < \pm 1\%$$

Donc, pour $\sigma < 2mb$ $\quad \frac{d\sigma}{\sigma} < \pm 12\%$

et $\sigma > 2mb$ $\quad \frac{d\sigma}{\sigma} < \pm 9\%$.

b) Dans le système du centre de masse.

Soient $M_1$ la masse du projectile, $M_2$ celle de la cible et $M_3$ la masse du noyau détecté,

Soient $v_1$ la vitesse du projectile dans le système du laboratoire, $v_3$ et $v_3'$ les vitesses de $M_3$ dans les systèmes respectifs du laboratoire et du centre de masse,

Soit $v_g$ la vitesse du centre de masse,

$\theta_{3lab}$ et $\theta_{3CM}$ sont les angles d'émission de $M_3$ dans les systèmes respectifs du laboratoire et du centre de masse,

L'énergie $(E_3)_{CM}$ du produit $M_3$ dans le système du centre de masse est égale à

$$(E_3)_{CM} = \frac{1}{2} M_3 v_3'$$

où $v_3'$ est défini par

$$v_3'^2 = v_3^2 + v_g^2 - 2v_3 v_g \cos\theta_{3lab}$$

$$v_g = \frac{M_1}{M_1+M_2} v_1$$

L'angle $\theta_{3CM}$ est défini par la relation :

$$v_g + v_3' \cos\theta_{3CM} = v_3 \cos\theta_{3lab}$$

La section efficace de production $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ est reliée à $(d\sigma/d\Omega)_{lab}$ par la relation (15) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{CM}} = \frac{1+\frac{v_g}{v_3'}\cos\theta_{3CM}}{\left(1+\frac{v_g^2}{v_3'^2}+\frac{2v_g}{v_3'}\cos\theta_{3CM}\right)^{3/2}}$$

Le passage du spectre en énergie du système du laboratoire à celui du centre de masse a été facilement réalisé. A chaque énergie le rapport $v_g/v_3'$ ainsi que $\theta_{3CM}$ ont été calculés et

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right)_{lab} \frac{dE_{lab}}{dE_{CM}} \frac{1+\frac{v_g}{v_3'}\cos\theta_{3CM}}{\left(1+\frac{v_g^2}{v_3'^2}+\frac{2v_g}{v_3'}\cos\theta_{3CM}\right)^{3/2}}$$

Dans le système du centre de masse, l'angle d'émission diffère en fonction de l'énergie du produit. Selon que l'on considère l'énergie la plus faible ou la plus forte des différents spectres, cette différence n'atteint cependant jamais plus de 2°. Ainsi peut-on définir pour tout spectre représenté dans le système du centre de masse une valeur $\theta_{3CM}$ moyenne que nous noterons $\overline{\theta_{3CM}}$ :

$$\overline{\theta_{3CM}} = \frac{\sum \theta_{3CM} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} dE_{CM}}{\sum \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right)_{CM} dE_{CM}}$$

Le projectile étant presque dix fois plus léger que la cible, la vitesse du centre de masse se trouve être le dixième de celle du projectile. De plus, les produits de réaction ayant des vitesses du même ordre que celle du projectile, la modification des spectres entre les deux systèmes de représentation est peu importante.

c) Présentation des spectres en fonction du bilan des énergies de translation mises en jeu lors de la réaction.

N'ayant détecté qu'un seul corps de la voie de sortie, si nous voulons présenter les spectres d'un produit en fonction du bilan des énergies de translation mises en jeu lors de la réaction, nous devons considérer que seuls deux corps sont formés et calculer l'énergie de translation du deuxième corps en appliquant la loi de conservation de l'impulsion :

Soient $M_4$ la masse du second produit, $v_4$ et $v_4'$ les vitesses de ce noyau exprimées respectivement dans les systèmes du laboratoire et du centre de masse.

Le calcul du bilan des énergies de translation mises en jeu au cours de la réaction est basé sur l'hypothèse : $M_1 + M_2 = M_3 + M_4$.

D'après la loi de conservation de l'impulsion nous pouvons écrire :

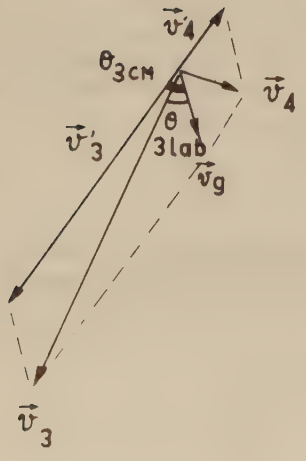
$$M_3\vec{v}_3' + M_4\vec{v}_4' = 0$$

d'où

$$\vec{v}_4 = \vec{v}_4' + \vec{v}_g = -\frac{M_3}{M_4}\vec{v}_3' + \vec{v}_g$$

et

$$E_4(lab) = \frac{1}{2} M_4 \left( v_g^2 + \left(\frac{M_3}{M_4} v_3'\right)^2 - \frac{2M_3}{M_4} v_g v_3' \cos\theta_{3CM} \right)$$




Le bilan des énergies de translation s'écrit :

$$Q = E_1 - (E_3 + E_4)$$

En plus du bilan $Q_o$ des masses, Q englobe toutes les énergies que peuvent avoir acquis les produits de réaction à l'exception, bien entendu, des énergies cinétiques de translation ; ces énergies sont des énergies d'excitation et des énergies de rotation

$$Q = Q_o + E_3^* + E_4^* + E_{R_3} + E_{R_4}$$

Tracés en fonction de la variable Q ou de la variable $(Q - Q_o)$, les spectres en énergie sont beaucoup plus significatifs.

Le fait de retrouver dans le spectre de tel ou tel produit une raie correspondant à $(Q - Q_o)$ nul ou à $(Q - Q_o)$ égal à un niveau d'excitation bien connu d'un produit confirme déjà la présence des deux corps et d'eux seuls après la réaction. Pour une partie au moins du spectre, une certaine interprétation de la réaction est possible dans une telle présentation. Pour tout une autre partie du spectre, nous verrons par la suite que cette représentation n'offre plus beaucoup d'intérêt ; elle est même très discutable car nous ne sommes plus sûrs que l'hypothèse sur laquelle elle est fondée (deux corps dans la voie de sortie) demeure valable pour les évènements composant cette deuxième partie du spectre.

Dans la représentation en fonction de la valeur Q de la réaction nous avons porté, au-dessus du spectre, le schéma des premiers niveaux (16) du produit détecté, à partir de la valeur $Q_o$, bilan des masses calculé d'après Myers et Swiatecki (17) pour les isotopes 107 et 109 de l'argent naturel. Compte tenu de la résolution en énergie du faisceau incident (<700 KeV) on ne peut espérer mettre en évidence sur les spectres présentés en fonction de Q que des niveaux suffisamment espacés les uns des autres. Or, des deux produits de la réaction, seul le noyau détecté peut, dans des cas favorables, présenter des niveaux d'énergie séparés les uns des autres de 1 MeV ou plus ; en revanche, les niveaux d'énergie du produit lourd sont très peu espacés les uns des autres (quelques dizaines ou au plus quelques centaines de KeV) ; de plus, ces niveaux sont toujours peu élevés par rapport à ceux du produit léger.

Aussi, pour identifier les raies visibles sur les spectres nous avons volontairement ignoré l'état d'excitation du produit lourd qui ne peut intervenir qu'en élargissant les raies correspondant aux états excités du noyau léger.

Le fait d'avoir deux isotopes dans la cible donne pour chaque état deux valeurs $Q_o$. Chaque raie expérimentale se trouve dédoublée ou élargie d'une valeur égale à la différence des deux valeurs $Q_o$. Généralement cet élargissement, de l'ordre de 500 KeV, n'empêche pas de distinguer les niveaux suffisamment espacés. Quelques mesures avec le projectile $^{14}N$ ont en outre été réalisées en bombardant une cible d'argent séparé : $^{109}Ag$.

*

*C H A P I T R E  II*

# ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Avant d'engager l'étude détaillée des résultats expérimentaux nous ferons quelques remarques, à caractère très général, relatives au nombre de corps qui peuvent être associés au noyau détecté dans la voie de sortie.

Comme nous avons pu le noter à la fin du chapitre précédent, l'hypothèse la plus réaliste consiste à associer au noyau $M_3$ détecté, le noyau $M_4$ résultant de l'échange de matière nucléaire entre le projectile et la cible ; le bilan des énergies de translation alors réalisé permet de présenter le spectre du noyau $M_3$ en fonction d'une grandeur Q qui inclut à la fois les énergies de rotation et d'excitation des noyaux $M_3$ et $M_4$.

En dehors de la région du spectre voisine du seuil $Q_0$ de la réaction où des raies relatives à des niveaux d'énergie du produit $M_3$ permettent de se faire une idée précise de la répartition des énergies Q mises en jeu, il n'est pas possible de connaître cette répartition.

Indépendamment de cette répartition les valeurs atteintes par l'énergie Q deviennent très rapidement assez importantes pour que l'un ou l'autre ou les deux produits $M_3$, $M_4$ soient laissés avec une énergie d'excitation suffisante et qu'un certain nombre de nucléons de ces produits soient libérés en séquence. Le temps de parcours des noyaux de la cible au détecteur de l'ordre de 10 ns, est beaucoup trop long pour permettre d'analyser les produits immédiats de l'interaction. Lorsque le bilan des énergies de translation fait apparaître une importante énergie d'excitation, le produit $M_3$ détecté peut être un produit secondaire résultant d'une séquence de désexcitation.

Pour des évènements correspondant à d'importants défauts d'énergie de translation dans la voie de sortie on peut également envisager la possibilité de réactions plus endoénergétiques que celles résultant de l'échange de nucléons entre cible et projectile ; la libération lors de la réaction proprement dite d'un ou plusieurs nucléons en plus des deux autres produits réclame une énergie supplémentaire correspondant à l'énergie de liaison de ce ou ces nucléons.

En ne détectant qu'un seul corps de la réaction, il n'est pas possible de pouvoir différencier les réactions pour lesquelles un ou plusieurs nucléons sont libérés au moment précis de la réaction de celles pour lesquelles la libération se fait en séquence. Peut-être la détection simultanée du nucléon pourrait-elle permettre de répondre à cette question.

## I. RESULTATS EXPERIMENTAUX DES REACTIONS INDUITES PAR LES NOYAUX $^{12}C$ SUR UNE CIBLE D'ARGENT NATUREL (18, 19).

Dans ce paragraphe nous examinerons successivement les résultats expérimentaux concernant tous les noyaux dont la section efficace de production est supérieure à 100 µbarns. D'autres noyaux ont pu être produits avec des sections efficaces inférieures à cette valeur ; leur détection exigerait des précautions importantes : une seconde méthode d'identification adjointe à la première serait nécessaire pour donner de ces produits des sections efficaces aussi précises que possible.

Les produits détectés sont dans l'ordre croissant en A et Z : $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{8}Li$, $^{7}Be$, $^{9}Be$, $^{10}Be$, $^{10}B$, $^{11}B$, $^{12}B$, $^{11}C$, $^{12}C$, $^{13}C$, $^{14}C$, $^{13}N$, $^{14}N$, $^{15}N$, $^{16}O$.

Nous étudierons tout d'abord les noyaux se différenciant du projectile par un seul nucléon, puis par deux nucléons, trois nucléons, pour terminer par les noyaux les plus légers dont la structure est totalement différente de celle du projectile.

Au cours de cette étude nous ferons fréquemment appel aux bilans des masses des différentes réactions qui peuvent être avancées pour expliquer la production des noyaux détectés. Nous serons amenés à considérer plus particulièrement les réactions pour lesquelles deux corps seulement sont formés, c'est-à-dire les processus d'échange de matière nucléaire entre le projectile et la cible. Nous donnons dans le Tableau 3 les couples de noyaux pouvant ainsi être associés, en même temps que les bilans des masses des réactions correspondantes définies à partir des valeurs expérimentales des énergies de liaison consignées dans les tables de Myers et Swiatecki (17). La présence dans l'argent naturel des deux isotopes de masses 107 et 109 nous conduit à définir pour chaque produit léger les deux isotopes lourds associés.

TABLEAU 3

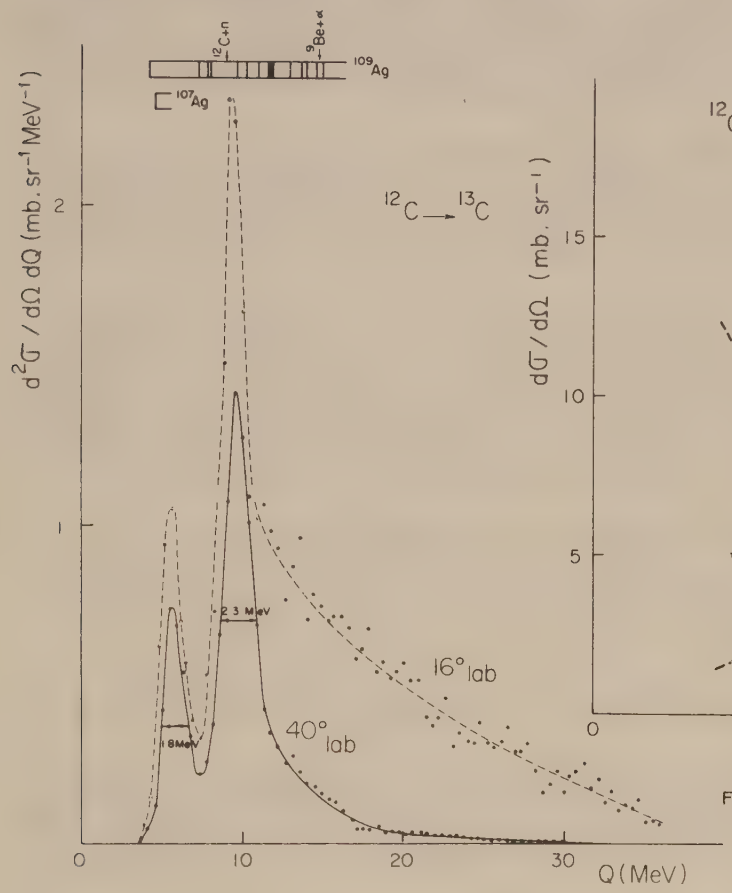
| | Système $^{12}_{6}C$ + $^{107}_{47}Ag$ | | Système $^{12}_{6}C$ + $^{109}_{47}Ag$ | |
|---|---|---|---|---|
| | Produits | $Q_o$ (MeV) | Produits | $Q_o$ (MeV) |
| $^{6}_{3}Li$ | $^{113}_{50}Sn$ | 14,175 | $^{115}_{50}Sn$ | 12,774 |
| $^{7}_{3}Li$ | $^{112}_{50}Sn$ | 14,666 | $^{114}_{50}Sn$ | 13,059 |
| $^{8}_{3}Li$ | $^{111}_{50}Sn$ | 23,709 | $^{113}_{50}Sn$ | 21,347 |
| $^{7}_{4}Be$ | $^{112}_{49}In$ | 16,188 | $^{114}_{49}In$ | 15,907 |
| $^{9}_{4}Be$ | $^{110}_{49}In$ | 13,341 | $^{112}_{49}In$ | 12,083 |
| $^{10}_{4}Be$ | $^{109}_{49}In$ | 14,472 | $^{111}_{49}In$ | 13,164 |
| $^{10}_{5}B$ | $^{109}_{48}Cd$ | 11,987 | $^{111}_{48}Cd$ | 11,523 |
| $^{11}_{5}B$ | $^{108}_{48}Cd$ | 7,823 | $^{110}_{48}Cd$ | 7,043 |
| $^{12}_{5}B$ | $^{107}_{48}Cd$ | 14,787 | $^{109}_{48}Cd$ | 13,524 |
| $^{11}_{6}C$ | $^{108}_{47}Ag$ | 11,444 | $^{110}_{47}Ag$ | 11,895 |
| $^{13}_{6}C$ | $^{106}_{47}Ag$ | 4,585 | $^{108}_{47}Ag$ | 4,235 |
| $^{14}_{6}C$ | $^{105}_{47}Ag$ | 4,293 | $^{107}_{47}Ag$ | 3,33 |
| $^{13}_{7}N$ | $^{106}_{46}Pd$ | 3,841 | $^{108}_{46}Pd$ | 4,538 |
| $^{14}_{7}N$ | $^{105}_{46}Pd$ | 2,836 | $^{107}_{46}Pd$ | 3,213 |
| $^{15}_{7}N$ | $^{104}_{46}Pd$ | - 0,908 | $^{106}_{46}Pd$ | -1,090 |
| $^{16}_{8}O$ | $^{103}_{45}Rh$ | - 4,436 | $^{105}_{45}Rh$ | -3,886 |

Bilans des masses pour les diverses réactions considérées à partir des isotopes $^{107}Ag$ et $^{109}Ag$ de la cible.

Des comparaisons seront faites entre sections efficaces, intégrées dans l'espace, de production de différents noyaux ; les valeurs de ces sections efficaces sont notées en fin de la partie II-A dans le tableau 4.

A/ Etude des transferts d'un seul nucléon.

1) Pick up d'un neutron $^{12}C \rightarrow {}^{13}C$. Lorsque l'on compare les spectres en énergie du noyau $^{13}C$ (figure 5) par rapport aux spectres en énergie des différents autres produits de réaction, on est frappé d'y voir de façon plus nette que partout ailleurs la présence de raies.



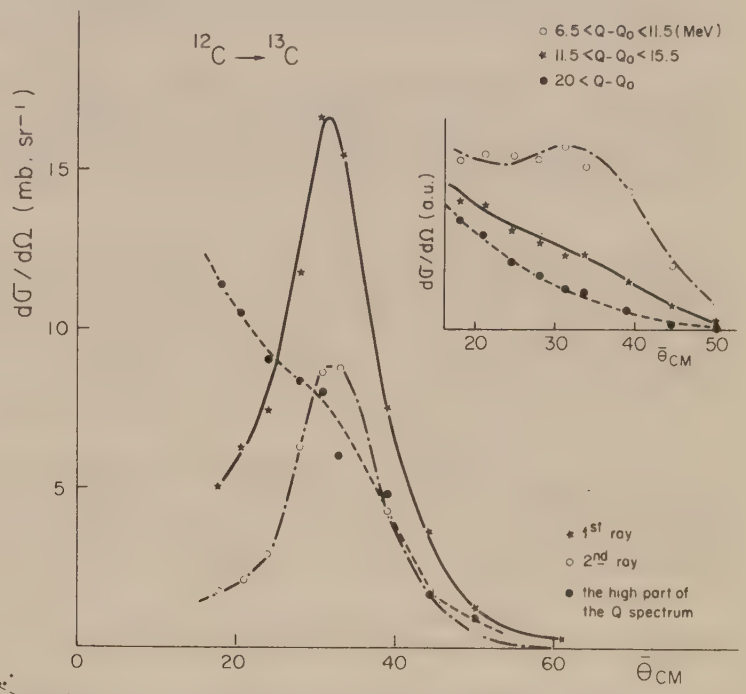




Fig. 5 : Spectres en énergie des noyaux $^{13}C$ obtenus en bombardant une cible $^{107-109}Ag$ par le projectile $^{12}C$ ($E_{lab}$=86 MeV).
(La valeur de la variable Q est obtenue en réalisant le bilan des énergies cinétiques de translation mises en jeu dans la réaction).

Fig. 6 : Distributions angulaires de $^{13}C$ pour différentes zones du spectre.

Notons que pour ces mesures réalisées à 16° et 40° la raie de diffusion élastique du noyau $^{12}C$ correspond expérimentalement à Q = 0 $\pm$ 100 KeV ; ceci implique un bon accord entre la mesure de l'énergie des noyaux $^{12}C$ diffusés à ces angles et l'énergie des projectiles incidents calculée d'après les caractéristiques du cyclotron.

La première raie observée est attribuée à la formation du noyau $^{13}C$ dans son état fondamental. Sa largeur à mi-hauteur (1,8 MeV) peut être comparée à celle de la raie de diffusion élastique du noyau $^{12}C$ (1,4 MeV) mesurée dans les mêmes conditions. Comme le montre le schéma porté au-dessus des spectres (figure 5), la présence des deux isotopes dans la cible définit deux seuils de réaction différents de 0,35 MeV.

La raie de largeur 1,8 MeV correspond donc en fait à la somme de deux raies distantes de 0,35 MeV, chacune d'elles ayant une largeur à mi-hauteur voisine de 1,4 MeV; la présence des deux isotopes dans la cible ne se traduit donc que par un léger élargissement de la raie observée (nous retrouverons ce phénomène dans la plupart des cas).

Quant à la seconde raie, son élargissement par rapport à la première peut permettre de penser qu'elle correspond au peuplement de deux,sinon trois,des premiers niveaux excités du noyau $^{13}C$.

On peut noter le décalage de 1,2 à 1,5 MeV entre la position des raies expérimentales et celles des seuils de réactions calculés d'après la connaissance des énergies des niveaux dans $^{13}C$. Cet écart signifie que le défaut d'énergie cinétique mesuré expérimentalement ne se retrouve pas totalement dans l'énergie d'excitation de $^{13}C$. On peut penser, d'une part que le noyau lourd d'argent est lui-même excité et d'autre part que l'importance du moment angulaire orbital transporté par le projectile en trajectoire rasante conduit à une certaine énergie de rotation des deux produits.

Examinons maintenant comment évolue l'importance relative de ces raies en fonction de l'angle où les mesures ont été réalisées. Il n'est pas possible de présenter ici tous les spectres mesurés. A chaque angle de détection la section efficace intégrée sur chacune des deux raies a été mesurée ; on a pu définir ainsi les distributions angulaires (figure 6) qui présentent chacune un maximum au voisinage de $\theta_{CM} = 32° \pm 1°$.

En revanche, si l'on considère seulement la partie du spectre située à une énergie cinétique plus faible que celle des raies et que l'on y intègre tous les évènements, la distribution angulaire correspondante ne présente plus de maximum : la section efficace $d\sigma/d\Omega$ décroît continûment en fonction de $\theta_{CM}$. On peut toutefois noter la présence d'un point d'inflexion au voisinage de $\theta_{CM} = 30°$. Une analyse plus détaillée de cette partie du spectre montre l'évolution lente de la distribution angulaire en fonction de $\theta_{CM}$ pour des bandes de spectre de plus en plus éloignées du seuil de la réaction.

Des spectres en énergie ont été mesurés pour des angles de plus en plus faibles jusqu'à 7° dans le laboratoire. Cependant les valeurs intégrées en énergie $d\sigma/d\Omega$ n'ont été utilisées pour les distributions angulaires qu'au delà de 18°, car pour les angles inférieurs, le trop grand nombre de $^{12}C$ diffusés élastiquement perturbe les mesures des isotopes voisins et entraîne une incertitude sur la section efficace.

Nous reviendrons dans le chapitre III sur l'interprétation qui peut être donnée de la distribution des évènements en fonction de leur énergie.

Notons que la faible énergie de liaison du dernier neutron dans le noyau $^{13}C$ limite la production de ce dernier. Tout pick up par le projectile d'un neutron porté à un niveau d'énergie supérieure à 4,947 MeV ne sera pas détecté en tant que pick up si le temps de vol de $^{13}C$ entre la cible et le détecteur, de l'ordre de 10 ns est supérieur à la durée de vie moyenne du noyau dans son état excité.

2) Pick up d'un proton $^{12}C \rightarrow {}^{13}N$. On retrouve sur les spectres en énergie du noyau $^{13}N$ des caractéristiques voisines de celles des spectres du noyau $^{13}C$, à savoir deux raies de largeurs différentes (Fig. 7). Cependant, si l'on pouvait interpréter les raies du spectre $^{13}C$ comme le résultat d'interactions laissant le noyau $^{13}C$ d'une part à son état fondamental et d'autre part à ses premiers niveaux excités, il n'est pas possible de maintenir totalement cette explication pour le spectre des noyaux $^{13}N$. Seule la première raie peut être attribuée de façon certaine au peuplement du niveau fondamental de $^{13}N$.

Le premier niveau excité de ce noyau est instable principalement par émission de proton. Un examen plus approfondi du schéma de niveaux (16) montre que la largeur totale $\Gamma$ de ce niveau (35 keV à 40 keV) est suffisamment grande pour que sa durée de vie soit extrêmement faible vis-à-vis du temps de vol de ce noyau jusqu'au détecteur: lorsque $^{13}N$ se désexcite par émission d'un proton, le détecteur reçoit donc un noyau $^{12}C$.

La seule possibilité pour qu'un noyau $^{13}N$ excité soit détecté sous cette identité serait que sa désexcitation se réalise par émission $\gamma$. Compte tenu de la largeur partielle $\Gamma_\gamma = 15$ eV mesurée pour le niveau de 2,367 MeV, cette voie de désexcita-

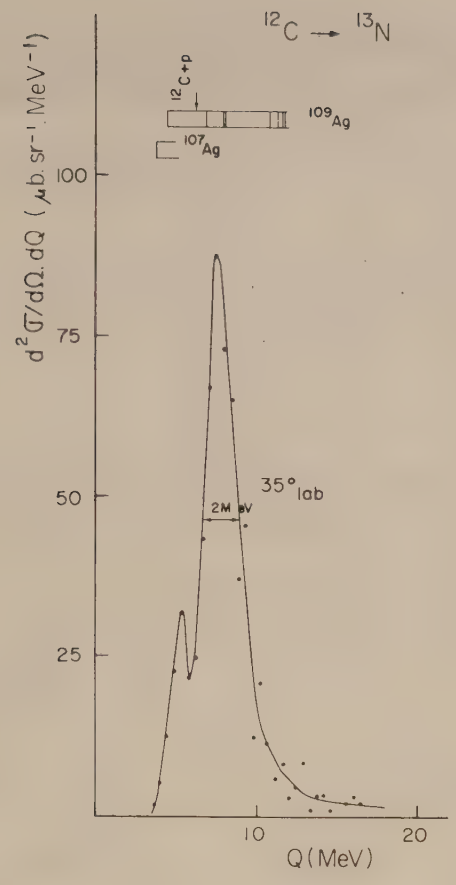



Fig. 7 : Spectre en énergie des noyaux $^{13}N$ détectés à $\theta_{lab} = 35°$.
($^{107-109}Ag + {}^{12}C$ (86 MeV) $\rightarrow {}^{13}N$)

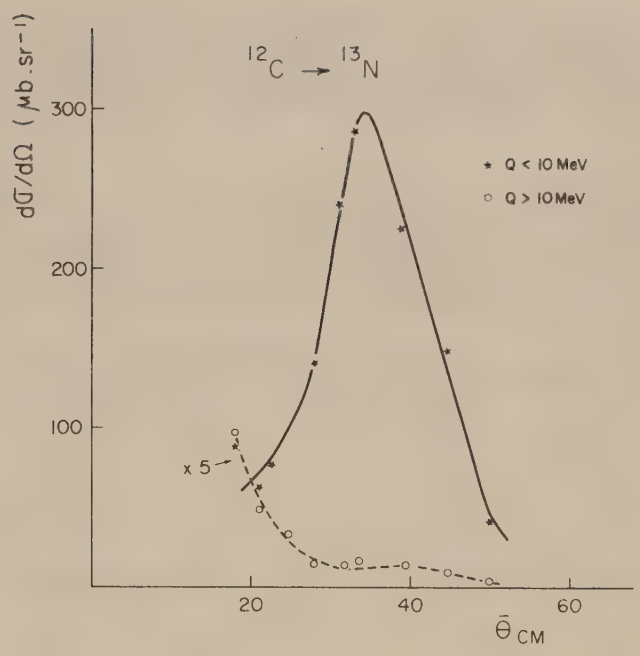



Fig. 8 : Distributions angulaires de $^{13}N$ pour deux zones du spectre.

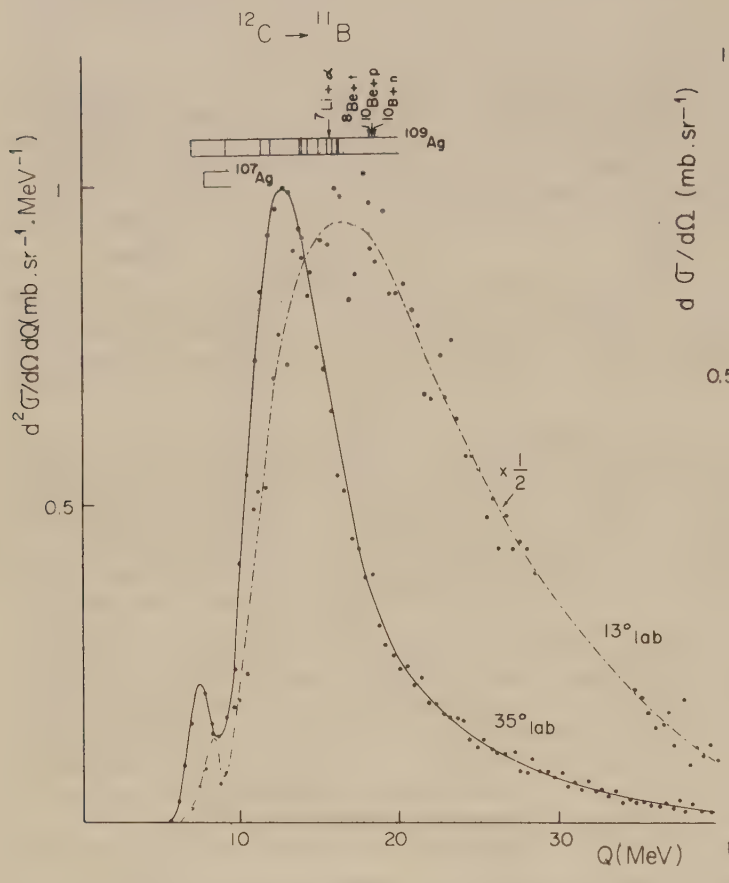
tion apparaît comme en principe énormément moins probable que l'émission d'un proton. Le problème de l'origine de la raie observée à 2,5 MeV d'excitation reste donc posé. Il ne semble pas possible en tout cas de l'interpréter comme résultant uniquement de l'excitation de niveaux du produit résiduel lourd $^{106}Pd$ ou $^{108}Pd$ car le nombre de niveaux de ces noyaux est très grand.

Comme il a déjà été observé pour le noyau $^{13}C$, l'écart de 1,2 MeV environ, qui se manifeste entre la position de la première raie expérimentale et les valeurs de Q exprimées par le schéma, montre que cette énergie a été dépensée par ailleurs en énergie de rotation ou d'excitation du partenaire lourd.

Lorsque l'on compare tous les spectres mesurés à différents angles, on constate la disparition progressive des raies vers l'avant et inversement un accroissement de la partie du spectre relative aux valeurs de Q les plus élevées. Comme pour le noyau $^{13}C$ nous avons intégré en énergie le spectre, d'une part sur les deux raies difficiles à dissocier, d'autre part sur la partie complémentaire (soit Q > 10 MeV) afin de tracer les répartitions angulaires correspondantes. La première distribution présente un maximum au voisinage de $\theta_{CM} = 36° \pm 1°$, la seconde décroît continûment lorsque $\theta_{CM}$ augmente.

On peut noter dès maintenant la forte différence des sections efficaces entre le pick up d'un neutron et celui d'un proton (Tableau 4). Pourtant les bilans de masse conduisant, soit à $^{13}C$, soit à $^{13}N$ sont très voisins. Nous verrons au paragraphe II-A-5 l'influence du facteur primordial, d'origine Coulombienne, permettant d'expliquer la disproportion qui se manifeste dans les sections efficaces en faveur du pick up du neutron par rapport à celui du proton.

3) Stripping d'un proton $^{12}C \rightarrow {}^{11}B$. La comparaison du spectre de $^{11}B$ avec celui de $^{13}N$ obtenu au même angle de détection met nettement en évidence pour le premier un élargissement par rapport au second vers les régions où les valeurs Q sont élevées.



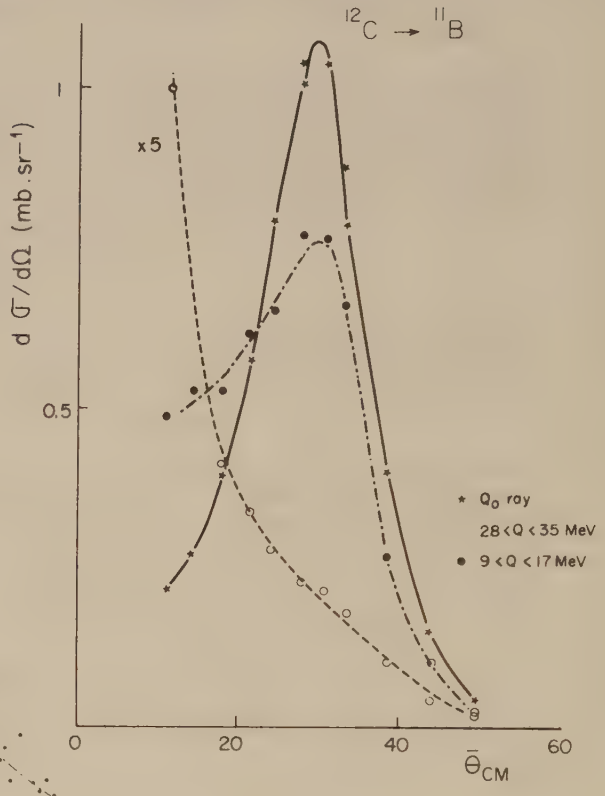




Figure 10 : Distributions angulaires de $^{11}B$ pour différentes zones du spectre.

Fig. 9 : Spectres en énergie des noyaux $^{11}B$ détectés pour $\theta_{lab} = 13°$ et $\theta_{lab} = 35°$.

Pour un pick up, la mesure expérimentale correspond au produit de l'interaction alors que pour un stripping cette mesure n'implique que le point de départ de l'interaction. Le nucléon quittant l'argent et fixé par le noyau $^{12}C$ ne peut être observé que dans un des états liés du nouveau noyau formé. Par contre, le nucléon quittant le projectile $^{12}C$ peut soit se lier au noyau d'argent, soit rester à l'état libre. Aucune information expérimentale n'est fournie sur ce point.

A un niveau donné du produit $^{11}B$ correspond donc non seulement plusieurs niveaux liés du noyau Cd formé mais aussi un continuum de niveaux non liés ; ainsi s'explique l'élargissement du spectre du produit de stripping $^{11}B$ par rapport à celui du produit de pick up $^{13}N$.

Le fait de retrouver, dans le cadre d'une analyse cinématique avec deux corps dans la voie de sortie, des évènements proches du seuil de la réaction (figure 9) prouve dans ces cas précis la liaison du proton, perdu par le projectile, avec la cible, entraînant la formation de noyaux Cd faiblement excités.

Pour toute la partie du spectre correspondant à des valeurs Q élevées il n'est pas possible de savoir si le proton a été porté dans une première étape à un état d'énergie non lié du Cd avant d'être libéré ou si cette libération est intervenue directement.

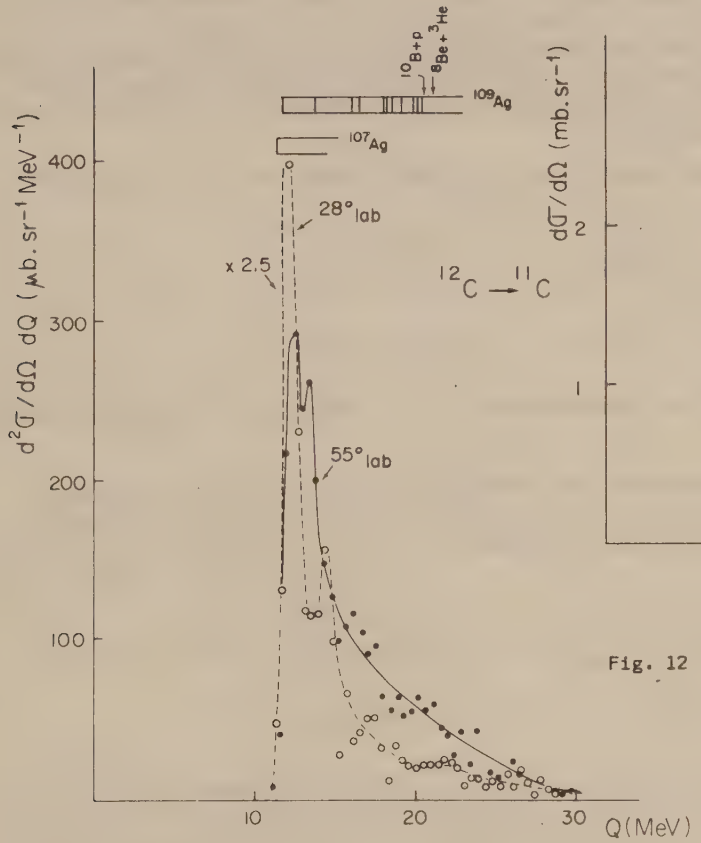
Comme pour les études menées précédemment sur les réactions de pick up nous avons isolé la raie correspondant à la détection du produit de réaction laissé à son état fondamental (figure 9) pour en étudier la distribution angulaire (figure 10). On retrouve une distribution pointée à $\theta_{CM} = 30° \pm 1°$.

La distribution des évènements intégrés dans la partie du spectre correspondant à des valeurs Q comprises entre 28 MeV et 35 MeV (limites arbitraires) met en évidence, comme dans le cas des pick up, une décroissance en fonction de $\theta_{CM}$.

Enfin, si l'on considère une zone d'énergie intermédiaire aux deux zones déjà sélectionnées (arbitrairement choisie entre Q = 9 MeV et Q = 17 MeV) on retrouve essentiellement les caractéristiques de la première des distributions angulaires précédentes, à savoir un maximum au voisinage de $\theta_{CM} = 30°$ ; cependant la décroissance vers les faibles angles est beaucoup plus lente.

4) Stripping d'un neutron $^{12}C \rightarrow {}^{11}C$. Les spectres en énergie obtenus par les mesures effectuées à 28° et 55° (figure 11) montrent très nettement le peuplement du niveau fondamental et du premier niveau excité du noyau $^{11}C$ dans le cadre d'une réaction où le neutron perdu par le projectile $^{12}C$ se retrouve lié au noyau lourd sur l'un des nombreux niveaux de faible énergie.

Une distribution angulaire des évènements situés dans les deux raies, considérées globalement, montre un maximum pour $\theta_{CM} = 33° \pm 1°$ (figure 12).



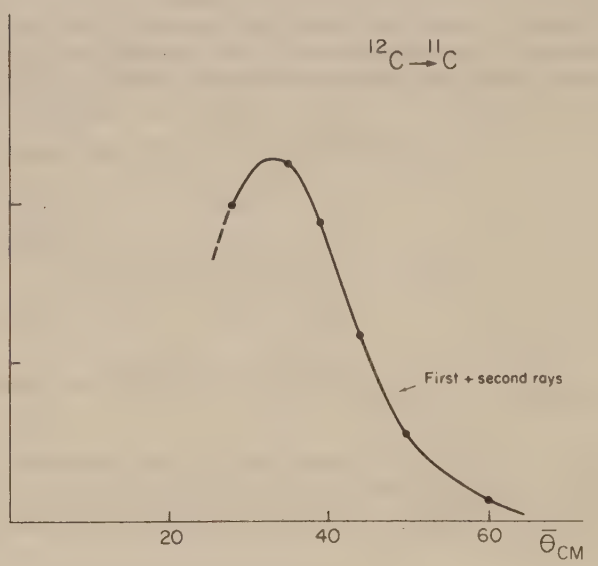




Fig. 12 : Distribution angulaire des noyaux $^{11}C$ détectés près du seuil de la réaction.

Fig. 11 : Spectres en énergie des noyaux $^{11}C$ détectés pour $\theta_{lab} = 28°$ et $\theta_{lab} = 55°$.

La comparaison entre les spectres $^{11}C$ et $^{13}C$ ne laisse pas apparaître comme dans le cas du transfert d'un proton une différence sensible entre pick up et stripping sur l'étalement des spectres vers les valeurs de Q élevées.

Une explication peut être donnée de cet effet,si du moins nous admettons qu'une partie des réactions mises en cause pour peupler les régions de Q élevé libèrent directement et non de façon séquencielle un neutron ou un proton. En effet, grâce à sa charge le proton libéré serait accéléré par le champ Coulombien des deux autres noyaux alors que le neutron ne le serait pas. Il en résulterait donc une plus grande énergie cinétique du proton par rapport à celle du neutron. Mais cette accélération serait réalisée au détriment des énergies cinétiques des deux autres noyaux. Le défaut d'énergie de translation dans la voie de sortie se manifestant par le peuplement des régions de Q élevées, ce serait donc essentiellement pour la réaction de stripping du proton que le spectre du noyau détecté se trouverait élargi.

Précisons que pour une émission du proton en séquence par le noyau lourd, seul ce dernier serait sensible à l'interaction Coulombienne avec le proton ; l'énergie du noyau léger n'en serait aucunement affectée et comme cette dernière est la seule mesurée, l'effet Coulombien n'y serait pas sensible. Dans cette seconde hypothèse d'une émission en séquence on ne devrait donc pas constater de caractère particulier au spectre du noyau résultant du stripping d'un proton.

5) Comparaison entre les réactions de transfert d'un seul nucléon.

Comparaison entre sections efficaces de production. Comme le montrera le Tableau 4 à la fin du chapitre II A, les gains d'un neutron sont trois fois plus probables que les pertes. Or, dans les mesures de pick up ne sont inclus que les évènements où le nucléon échangé est lié au noyau où il s'incorpore, alors que dans les observations de stripping on englobe tous les évènements pour lesquels le nucléon quitte le projectile, qu'il soit lié ou non au second noyau. On devrait donc observer une section efficace plus grande pour le stripping du projectile que pour le pick up. L'effet mesuré est inverse.

Cependant, en considérant les valeurs des seuils pour les trois réactions :

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{11}C + {}^{110}Ag$ $\quad Q_o = 11,9$ MeV

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{11}C + n + {}^{109}Ag$ $\quad Q_o = 18,7$ MeV

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{13}C + {}^{108}Ag$ $\quad Q_o = 4,2$ MeV

On constate que la moins endoénergétique et par conséquent la plus probable est bien la dernière citée.

Inversement en ce qui concerne les transferts d'un seul proton on mesure plus de pertes que de gains. Pourtant les différents bilans de masse font apparaître la réaction de pick up comme devant être la plus favorisée :

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{11}B + {}^{110}Cd$ $\quad Q_o = 7,0$ MeV

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{11}B + p + {}^{109}Ag$ $\quad Q_o = 15,9$ MeV

$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{13}N + {}^{108}Pd$ $\quad Q_o = 4,5$ MeV

Pour le transfert d'une particule chargée, le bilan des masses n'est certainement pas le seul facteur qui intervienne pour justifier un sens préférentiel à la réaction. Comme l'ont suggéré Diamond et al (20), le transfert de particules chargées modifie sensiblement le potentiel Coulombien au point de réaction.

Lorsque le projectile perd un proton l'énergie Coulombienne récupérée dans la voie de sortie est inférieure à celle de la voie d'entrée.

En effet, tant que $Zp < Zc$ :

$$(Zp-1)\ (Zc+1) < (Zp)\ (Zc)$$

Zp étant la charge du projectile et Zc celle de la cible.

Lorsque le projectile gagne une particule chargée l'effet est évidemment inversé.

La perte d'un proton par le projectile se traduit donc par un gain d'énergie potentielle pour le système jouant en faveur de la réaction. Ce gain peut être calculé assez précisèment en assimilant les noyaux à deux sphères tangentes avec les charges prises au centre de chacune.

En effet :

$E^C_{(B+Cd)} \simeq 34{,}5$ MeV

$E^C_{(C+Ag)} \simeq 40$ MeV

$E^C_{(N+Pd)} \simeq 45$ MeV

$\Delta E^C_{(C\to B)} \simeq -5{,}5$ MeV

$\Delta E^C_{(C\to N)} \simeq +5$ MeV

Le bilan des énergies potentielles mises en jeu au cours de la réaction est réalisé en ajoutant l'énergie $Q_o$ relative au bilan des masses et l'énergie $\Delta E^C$ d'origine Coulombienne.

Pour la formation du noyau $^{11}B$ nous obtenons : $Q_o + \Delta E^C_{(C\to B)} \simeq 1{,}5$ MeV et pour celle de $^{13}N$ : $Q_o + \Delta E^C_{(C\to N)} \simeq 9{,}5$ MeV.

Dans les conditions d'un mécanisme à deux corps dans la voie de sortie, la perte d'un proton est potentiellement favorisée par rapport au gain.

Il est un peu plus difficile d'estimer cet effet Coulombien dans le cas où le proton serait libéré directement lors de la réaction ; avec l'interaction entre le bore et l'argent, il faudrait également considérer les interactions proton-Bore et proton-Argent,

$E^C_{(B+Ag)} \simeq 34{,}5$ MeV

$E^C_{(p+B)} \simeq 2{,}5$ MeV

$E^C_{(p+Ag)} \simeq 10{,}0$ MeV

soit $\Delta E^C_{(C\to B+p)} \simeq +7$ MeV

Pour la formation du noyau $^{11}B$ dans ces conditions, le bilan potentiel serait : $Q_o + \Delta E^C_{(C\to B+p)} = 16+7 = 23$MeV, ce qui défavoriserait de 18 MeV la perte de proton par rapport au gain.

On peut également mener la comparaison des sections efficaces entre le gain d'un proton et celui d'un neutron puis entre leurs pertes.

Les bilans potentiels sont les suivants :

$^{13}N$ $Q_o + \Delta E^C = 9{,}5$ MeV

$^{13}C$ $Q_o + \Delta E^C = 4{,}2$ MeV

$^{11}B$ $Q_o + \Delta E^C = 1{,}5$ MeV ou 23 MeV

$^{11}C$ $Q_o + \Delta E^C = 11{,}9$ MeV ou 18,7 MeV

On mesure expérimentalement près de 40 fois plus de noyaux $^{13}C$ que de noyaux $^{13}N$ et 3 fois plus de noyaux $^{11}B$ que de noyaux $^{11}C$ (Voir Tableau 4) ; ces résultats sont en bon accord avec les bilans potentiels.

Comparaison entre distributions angulaires réalisées sur les évènements situés près du seuil de réaction.

Rappelons la position des différents maxima qui ont été mis en évidence :

$\overline{\theta}_{CM}$ ($^{11}C$) = 33° ± 1°  $\overline{\theta}_{CM}$ ($^{13}C$) = 32° ± 1°

$\overline{\theta}_{CM}$ ($^{11}B$) = 30° ± 1°

$\overline{\theta}_{CM}$ ($^{13}N$) = 36° ± 1°

Sans aborder pour le moment la justification précise de la présence de maxima à laquelle la première partie du Chapitre III sera réservée, nous pouvons cependant mettre en évidence un effet Coulombien. Lorsque le numéro atomique du produit est le même que celui du projectile ($^{11}C$, $^{13}C$), le maximum de la distribution angulaire se trouve placé au même endroit dans les deux cas ; lorsqu'il est plus faible ($^{11}B$) ou plus fort ($^{13}N$), les maxima correspondants encadrent la position des premiers cités.

B/ Echange de charge : $^{12}C \rightarrow {}^{12}B$.

Avant d'étudier les produits de réaction dont la nature diffère de celle du projectile d'au moins deux nucléons, considérons le cas particulier de $^{12}B$, isobare du projectile, qui a gagne un neutron par rapport à ce dernier tout en perdant un proton (d'où le terme d'échange de charge qui qualifie cette réaction).

Plusieurs processus simples peuvent permettre d'obtenir le noyau $^{12}B$ :

Le premier correspond à un échange pur et simple de nucléons entre le projectile et la cible :

$$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{12}B + {}^{109}Cd.$$

Dans les spectres de $^{12}B$ que nous avons obtenus nous trouvons effectivement des évènements au voisinage du seuil de cette réaction montrant la participation d'un tel processus.

Le second processus est séquentiel ; le transfert d'un neutron laisserait le noyau $^{13}C$ formé avec une énergie d'excitation suffisante pour qu'un proton soit ensuite libéré :

$$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{13}C^{*} + {}^{108}Ag$$

$$^{13}C^{*} \rightarrow {}^{12}B + p.$$

On peut aussi envisager le processus pour lequel le proton serait libéré directement lors de la réaction :

$$^{12}C + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{12}B + p + {}^{108}Ag.$$

Ces deux derniers processus qui voient la libération d'un proton soit directement, soit en séquence, ont un seuil de réaction plus élevé que le premier. Mais nous ne sommes pas en mesure de dire s'ils sont responsables de la formation de certains noyaux $^{12}B$ produits.

C/ Transferts de deux nucléons.

Parmi les six réactions de transfert possibles et correspondant soit au gain ou à la perte par le projectile de deux neutrons ou deux protons ou d'un neutron plus un proton, nous n'avons pu observer avec certitude que quatre d'entre elles. Les deux autres voies, si elles existent, ont une section efficace nettement inférieure à 100 µbarns.

1) Gain et perte de deux neutrons. Considérons seulement les réactions d'échange :

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{14}C + ^{107}Ag \qquad Q_o = 3,33 \text{ MeV}$$

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{10}C + ^{111}Ag \qquad Q_o = 16,179 \text{ MeV}$$

Encore plus nettement que pour un seul neutron le pick up de deux neutrons est très favorisé par rapport au stripping : le noyau $^{10}C$ n'a pas été détecté

2) Gain et perte de deux protons.

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{14}O + ^{107}Rh \qquad Q_o = 9,867 \text{ MeV}$$

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{10}Be + ^{111}In \qquad Q_o = 13,164 \text{ MeV}$$

Le bilan des masses favorise le pick up de deux protons. En revanche, si l'on considère l'énergie potentielle d'origine Coulombienne, comme il l'a été fait dans le cas d'un seul proton, nous constatons que cette dernière favorise le stripping de deux protons par rapport au pick up d'une vingtaine de MeV. Comme nous le verrons dans le Tableau 4, la section efficace de formation de $^{10}Be$ est très importante vis-à-vis de celle du noyau $^{14}O$ qui n'a pas été détecté ($<100$ µb). Là encore on retrouve pour le transfert de deux protons comme pour celui d'un seul un net avantage pour la réaction de stripping par rapport au pick up.

3) Gain et perte d'un neutron plus un proton.

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{14}N + ^{107}Pd \qquad Q_o = 3,213 \text{ MeV}$$

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{10}B + ^{111}Cd \qquad Q_o = 11,523 \text{ MeV}$$

Rappelons que lorsqu'une charge est échangée, l'effet Coulombien favorise la réaction de stripping d'une dizaine de MeV par rapport à la réaction de pick up. En dépit d'un bilan de masse défavorable, la réaction de stripping reste donc privilégiée. On mesure effectivement dix fois plus de noyaux $^{10}B$ que de noyaux $^{14}N$. On peut envisager que d'autres voies de production de $^{10}B$ que celle citée précédemment se trouvent ouvertes. Un noyau $^{11}C$ laissé avec une énergie d'excitation telle que son dernier proton ne soit plus lié ou un noyau $^{11}B$ avec une énergie telle que son dernier neutron ne soit plus lié, peuvent être des intermédiaires dans la formation de $^{10}B$.

Spectre en énergie. Nous présentons figures 13, 14, 15 les spectres exprimés en fonction du bilan des énergies de translation des noyaux $^{14}C$, $^{10}Be$, $^{10}B$.

Seul le spectre des noyaux $^{14}C$ met en évidence, d'une part, une première raie correspondant au niveau fondamental et, d'autre part, une seconde raie pouvant être attribuée à un ou plusieurs des six premiers niveaux excités groupés entre 6,09 et 7,34 MeV. A toute cette partie de spectre correspond donc la réaction d'échange :

$$^{12}C + ^{109}Ag \rightarrow ^{14}C + ^{107}Ag.$$

La distribution angulaire des évènements intégrés dans la première raie montre un maximum analogue à ceux qui avaient été mis en évidence dans les mêmes conditions pour les transferts d'un seul neutron. De même une distribution réalisée sur une partie du spectre correspondant à un bilan cinétique plus élevé ($13<Q<20$ MeV) laisse apparaître, comme dans le cas du transfert d'un seul neutron, une décroissance continue des sections efficaces en fonction de $\theta_{CM}$.

On est frappé par la ressemblance d'allure que présentent les spectres des noyaux $^{10}Be$ et $^{10}B$. Le rapprochement des niveaux d'énergie de ces deux noyaux et le décalage entre seuils de réaction ne permettent pas, quand bien même ces niveaux seraient peuplés, de les mettre en évidence. A la différence du noyau $^{14}C$ pour lequel la partie du spectre correspondant au peuplement des premiers niveaux représente une partie importante de la totalité du spectre, pour les noyaux $^{10}Be$ et $^{10}B$ la proportion de cette même

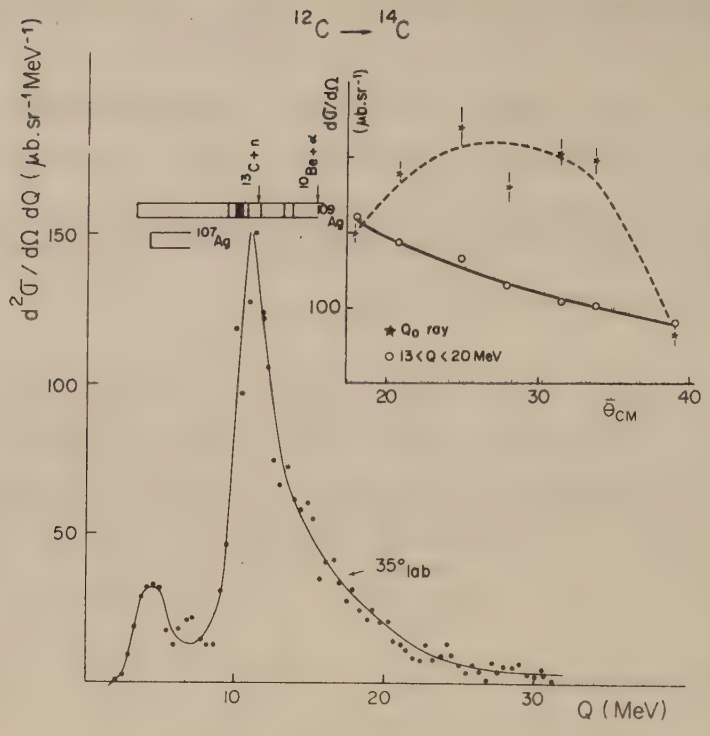



Fig. 13 : Spectre en énergie des noyaux $^{14}C$ détectés à 35°. Distributions angulaires pour deux zones du spectre.

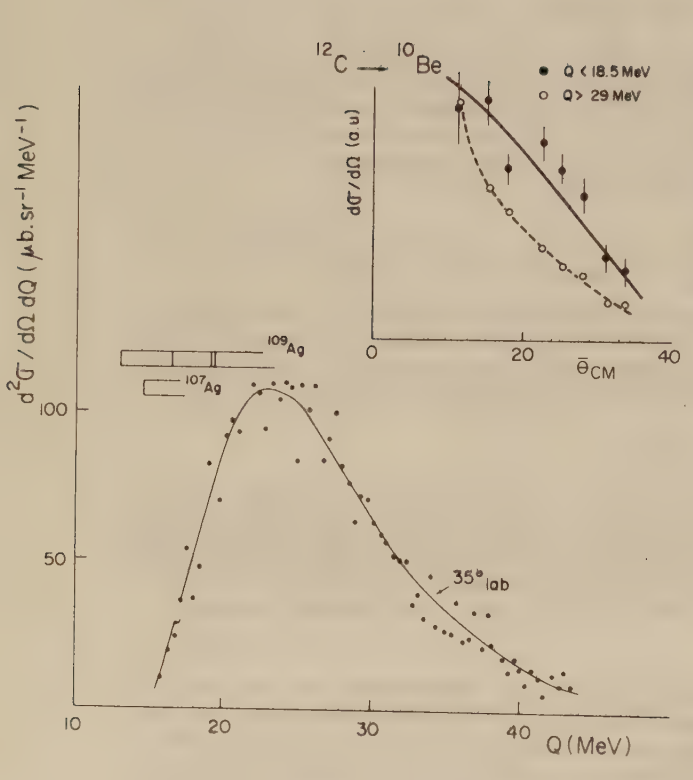



Fig. 14 : Spectre en énergie des noyaux $^{10}Be$ détectés à 35°. Distributions angulaires pour deux zones du spectre.

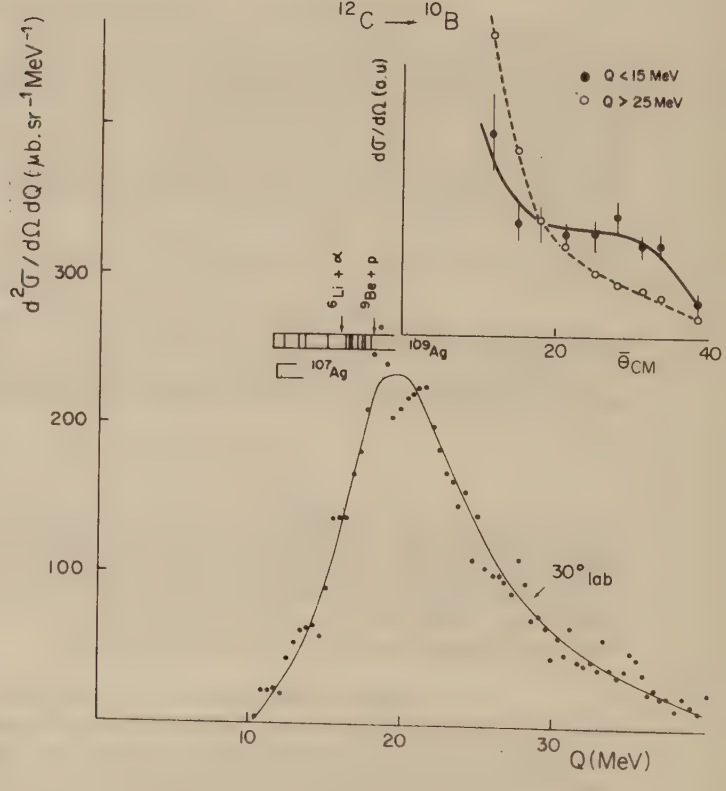



Fig. 15 : Spectre en énergie des noyaux $^{10}B$ détectés à 30°. Distributions angulaires pour deux zones du spectre

partie des spectres par rapport aux spectres tout entiers est très réduite. On retrouve ainsi sur les spectres en énergie des noyaux résultant de l'échange de deux nucléons les mêmes différences entre réactions de pick up et celles de stripping que celles qui ont pu être notées pour les transferts correspondants d'un seul nucléon ; lorsque l'on observe le noyau ayant perdu des nucléons il y a possibilité pour ces nucléons de se fixer sur des états liés ou non liés du partenaire ou même de rester libres.

Des distributions angulaires réalisées sur différentes zones arbitrairement définies des spectres de $^{10}$Be ou $^{10}$B montrent peu de différences entre ces distributions selon que l'on considère l'une ou l'autre des extrémités des spectres : toutes décroissent en fonction de $\theta_{CM}$ croissant. Tout au plus dans le cas de $^{10}$B a-t-on pu relever un palier entre 15° et 35° et pouvons-nous penser que ce palier est dû à certains des évènements de cette zone d'énergie dont la distribution présente un véritable maximum.

D/ Transferts de trois nucléons.

Parmi les huit produits susceptibles d'être formés avec trois nucléons en plus ou en moins que ceux du projectile ($^{15}$C, $^{15}$N, $^{15}$O, $^{15}$F ou $^{9}$C, $^{9}$B, $^{9}$Be, $^{9}$Li), seuls sont observés les deux noyaux stables $^{15}$N et $^{9}$Be avec une section efficace de production supérieure à 100 µbarns. Quel que puisse être le mécanisme de formation de ces noyaux on peut noter que leur énergie de liaison est un facteur important dans leur production.

Pour ces réactions dont les mécanismes sont probablement complexes et les sections efficaces assez faibles, nous présentons les spectres directement en fonction de l'énergie cinétique des produits et non plus en fonction de l'énergie d'excitation déduite par différence. D'une façon générale, le bilan en énergie cinétique est largement déficient.

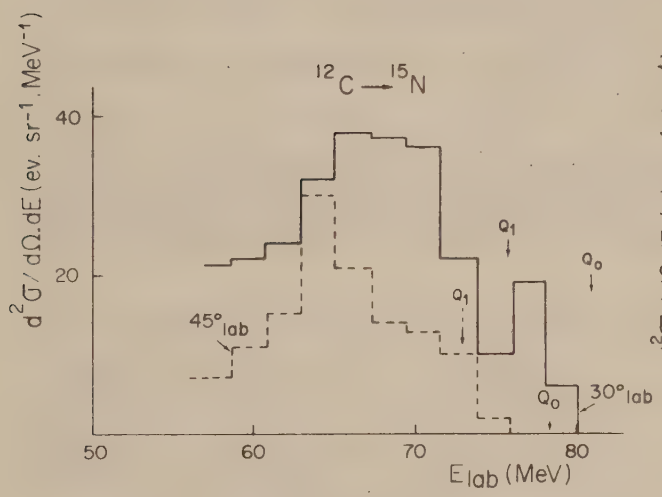



Fig. 16 : Spectres des noyaux $^{15}$N détectés à 30° et 45°. (Sur l'axe des abscisses nous avons porté l'énergie cinétique de translation du noyau telle qu'elle a été mesurée dans le système du laboratoire).

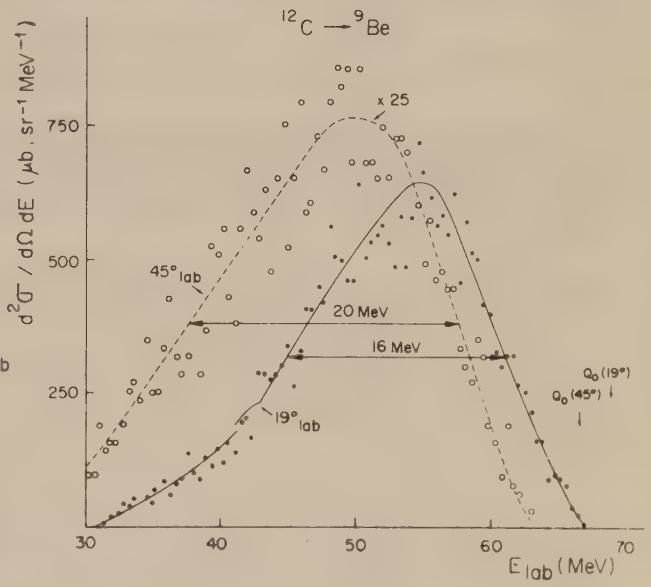



Fig. 17 : Spectres en énergie des noyaux $^{9}$Be détectés à 19° et 45°. (En abscisses nous avons porté $E_{lab}$).

Comme le montre le Tableau 4, la section efficace de production de l'isotope $^{15}N$ est supérieure à celle des isotopes $^{13}N$ et $^{14}N$, noyaux moins fortement liés que ne l'est $^{15}N$.

Comme le montre la figure 16, une faible partie des évènements sont produits près du seuil de la réaction, si l'on considère une réaction d'échange de matière.

Notons que le seuil de détection voisin de 55 MeV ne permet pas de compter les noyaux $^{15}N$ les plus lents.

Sur le spectre des noyaux $^{9}Be$ (figure 17) on met en évidence l'important défaut d'énergie cinétique linéaire dans l'hypothèse où il n'excite que deux corps dans la voie de sortie. Les voies de production de ce noyau sont certainement assez variées : de nombreux produits légers laissés avec une énergie d'excitation suffisante peuvent en fin de compte aboutir par émission d'un ou plusieurs nucléons au $^{9}Be$.

E/ Etude du cas particulier : $^{12}C \rightarrow {}^{16}O$.

L'étude du noyau $^{16}O$ est particulièrement intéressante car on peut considérer la production de ce noyau comme résultant d'un gain de deux neutrons et deux protons indépendants ou le gain d'une sous structure alpha préexistante dans le noyau cible.

De plus, si l'on considère le bilan des masses de toutes les réactions étudiées (Tableau 3), la formation d'oxygène devrait se montrer très largement favorisée par rapport à tous les autres produits. Or, avec une section efficace de 0,54 mb, ce noyau est parmi l'un des plus faiblement atteints. On peut calculer que l'effet favorable du bilan des masses (-4 MeV environ) est complètement étouffé par celui du bilan Coulombien qui défavorise d'une dizaine de MeV le gain de deux charges par le projectile.

La nature de la cible doit également constituer un élément déterminant pour que cet échange un peu particulier de nucléons se réalise : pour des cibles présentant déjà une sous structure alpha, les probabilités d'échange devraient être supérieures à celles n'en présentant point.

L'étude de ce transfert particulier devrait donc constituer une excellente voie d'accès aux sous structures alpha dans divers noyaux.

En revanche, la perte d'une particule alpha par le projectile $^{12}C$ ne peut pas être détectée sous la forme du produit résiduel léger $^{8}Be$ ; ce noyau a une période trop courte pour lui permettre d'atteindre le détecteur. Cette voie de sortie doit pourtant être importante, compte tenu de la sous structure particulière du projectile $^{12}C$ en trois particules alpha.

F/ Etude des produits dont la masse est voisine de la moitié de celle du projectile.

Les quatre autres noyaux dont la section efficace de production est suffisante pour permettre leur détection sont $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{8}Li$, $^{7}Be$.

Nous donnons, figure 18, deux spectres en énergie, mesurés dans le système du laboratoire, du noyau $^{7}Li$, le plus abondant des quatre produits formés ; les spectres en énergie de $^{6}Li$, $^{8}Li$, $^{7}Be$ ont des allures analogues à celles des spectres de $^{7}Li$.

Notons qu'à 45° un noyau $^{7}Li$ laissé, ainsi que son partenaire, à l'état fondamental, devrait avoir 66 MeV d'énergie cinétique linéaire dans le cadre d'un mécanisme à deux corps dans la voie de sortie.

Tous les noyaux détectés ayant des énergies bien inférieures, nous sommes conduits à envisager, soit une réaction avec deux corps largement excités dans la voie de sortie avec $^{7}Li$ produit directement ou en séquence, soit des réactions plus endoénergétiques avec plus de deux corps immédiatement libérés.

Ce problème ayant été posé pratiquement pour tous les produits, il en sera discuté d'une façon générale dans le Chapitre III.

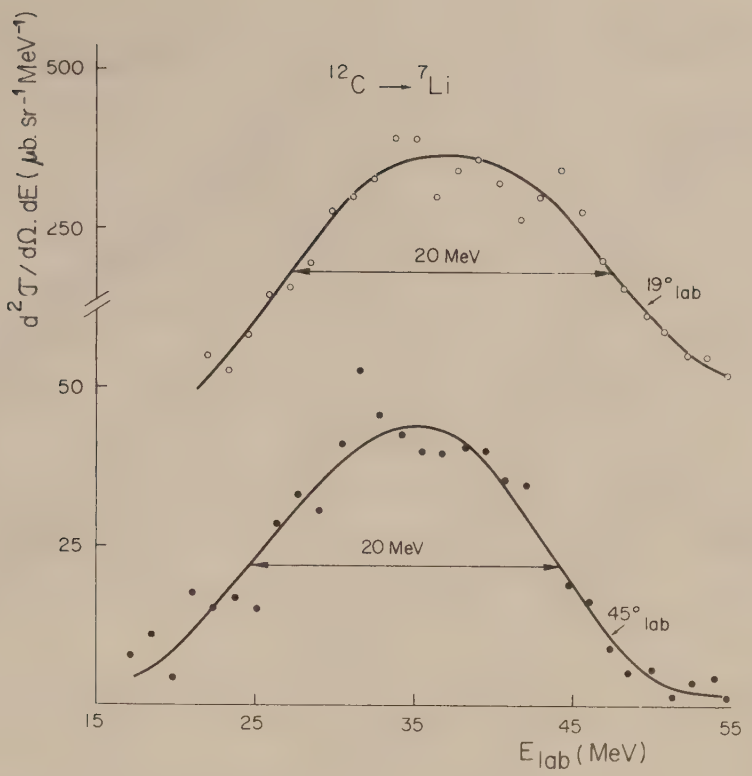



Fig. 18 : Spectres en énergie des noyaux $^{7}Li$ détectés à 19° et 45°.

G/ Distributions angulaires et sections efficaces des seize produits détectés.

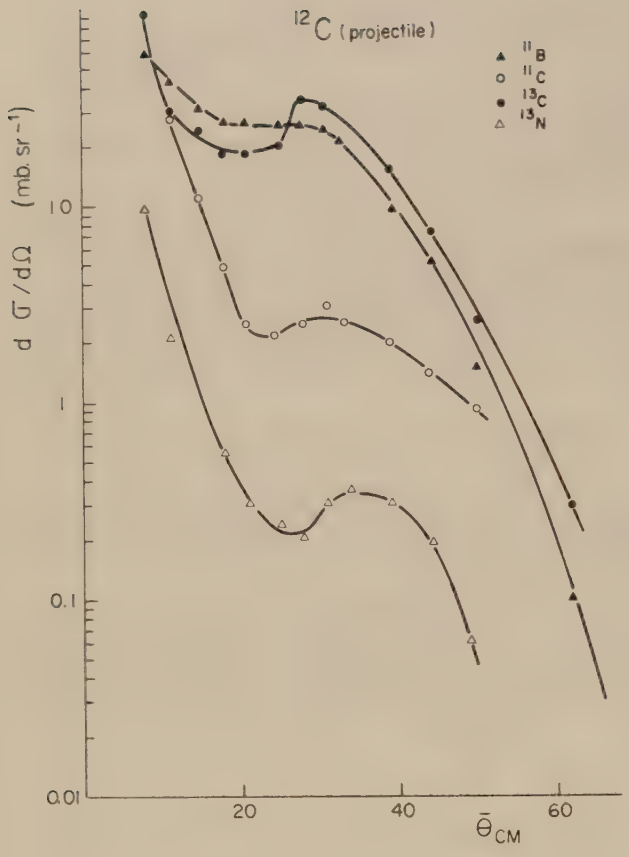
Nous présentons sur la figure 19 les distributions angulaires des noyaux différant du projectile d'un seul nucléon, puis sur la figure 20 celles des noyaux différant de deux nucléons ainsi que celle du produit résultant de l'échange de charge. Enfin, la figure 21 met en valeur les distributions de tous les autres noyaux.

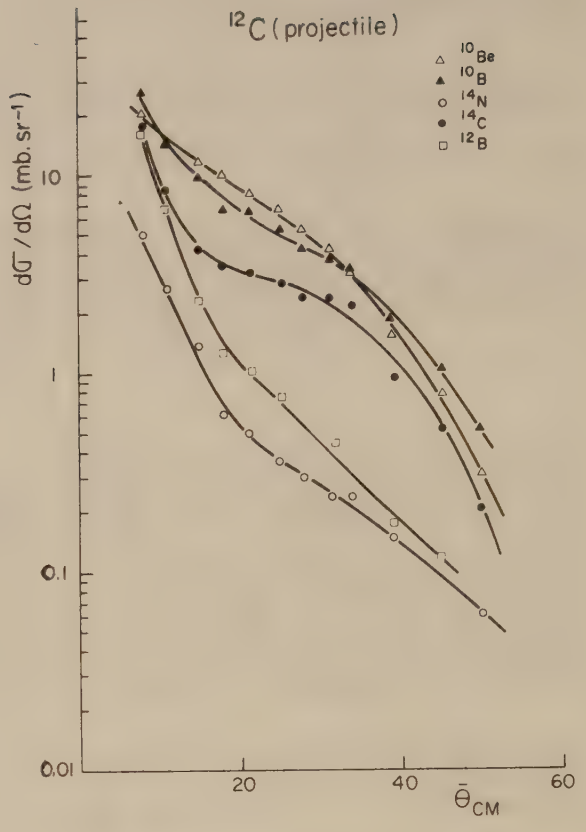
La représentation logarithmique a été utilisée pour mettre en valeur les différences des sections efficaces de production. Selon cette présentation, on peut noter sur la figure 21, qui concerne les noyaux les plus différents du projectile, une certaine dépendance linéaire entre le logarithme de la section efficace différentielle et l'angle de détection. Il semble que cette corrélation existe également pour des produits se différenciant du projectile d'un seul ou de deux nucléons, du moins en-dessous de 20°. Au-dessus de 20° on voit très nettement apparaître la composante supplémentaire d'évènements distribués préférentiellement autour de 30-35°.

Rappelons que l'énergie correspondant à un parcours égal à l'épaisseur du premier détecteur, constitue le seuil de détection. Les produits les plus légers (Li, Be, B) sont libérés à des énergies suffisamment grandes pour dépasser le seuil de réaction ; en revanche, il faut mentionner pour les noyaux C, N, O, les valeurs des seuils à partir desquelles les spectres en énergie ont été intégrés (43 MeV pour C, 53 MeV pour N, 65 MeV pour O).

C'est surtout pour les mesures aux plus faibles angles, là où le spectre d'un produit peut s'étendre vers les basses énergies, que ces seuils présentent une gêne expérimentale. Cependant, nous estimons, en extrapolant linéairement la décroissance d'un spectre aux faibles énergies, ne pas perdre ainsi plus de 20% des noyaux N produits à 10°.

Les sections efficaces $\sigma$ ont été obtenues pour chaque produit en intégrant sur $d\Omega$ les sections efficaces différentielles au-delà de $\theta_{lab} = 7°$ (voir Tableau 4). La



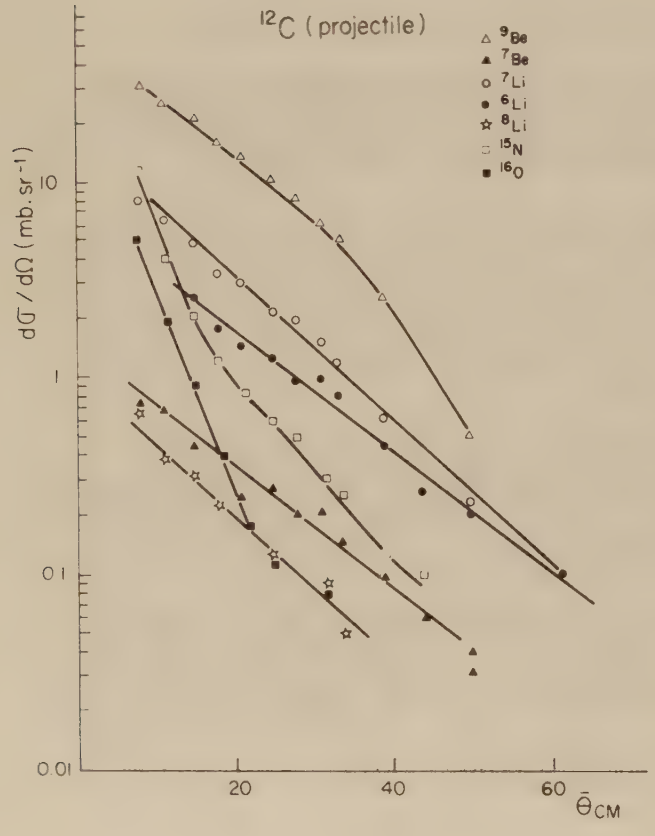




Fig. 19, 20, 21 :

Distributions angulaires des évènements intégrés sur toutes les énergies.

Fig. 19 : Les noyaux ne différant du projectile que par un seul nucléon.

Fig. 20 : Les noyaux différant du projectile par deux nucléons et pour le noyau résultant de l'échange de charge.

Fig. 21 : Tous les autres produits.

TABLEAU 4

| Z | seuil de détection en énergie (MeV) | M | $\sigma$ (mb) | Nombre de nucléons transférés. | | $Q_o$ avec $^{109}Ag$ (MeV) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Li | 16 | 6 | 2.2 | -3p | -3n | 12.8 |
| | | 7 | 3.63 | -3p | -2n | 13.0 |
| | | 8 | 0.22 | -3p | -n | 21.3 |
| Be | 25 | 7 | 0.42 | -2p | -3n | 15.9 |
| | | 9 | 14.3 | -2p | -n | 12.1 |
| | | 10 | 9.5 | -2p | | 13.2 |
| B | 34 | 10 | 8.6 | -p | -n | 11.5 |
| | | 11 | 37 | -p | | 7.0 |
| | | 12 | 2 | -p | +n | 13.5 |
| C | 43 | 11 | 13.7 | | -n | 11.9 |
| | | 13 | 43.2 | | +n | 4.2 |
| | | 14 | 4.8 | | +2n | |
| N | 53 | 13 | 1.17 | +p | | 4.5 |
| | | 14 | 0.97 | +p | +n | 3.2 |
| | | 15 | 1.63 | +p | +2n | -1.1 |
| O | 64 | 16 | 0.54 | +2p | +2n | -3.9 |
| TOTAL | | 144 mb | | | | |

Sections efficaces (mb) des produits résultant de l'irradiation d'une cible d'argent naturel par des noyaux $^{12}C$(86 MeV).

non connaissance de la contribution à la distribution angulaire en-dessous de 7° minimise certainement de façon non négligeable certaines sections efficaces.

Il est difficile d'extrapoler les distributions angulaires ; une extrapolation linéaire des courbes à coordonnées semi logarithmiques conduirait à ajouter une quantité trop importante aux valeurs mesurées pour que cela puisse être considéré comme une correction : dans certains cas, cela conduirait à doubler les valeurs mesurées ($^{13}N$ ou $^{16}O$). En outre, cette extrapolation ne peut avoir de signification que dans la mesure où on peut la justifier, soit en faisant référence à des résultats expérimentaux voisins des nôtres, soit par une approche théorique. Or, à notre connaissance, il n'existe pas de distributions angulaires complètes réalisées dans le même domaine de réactions sur

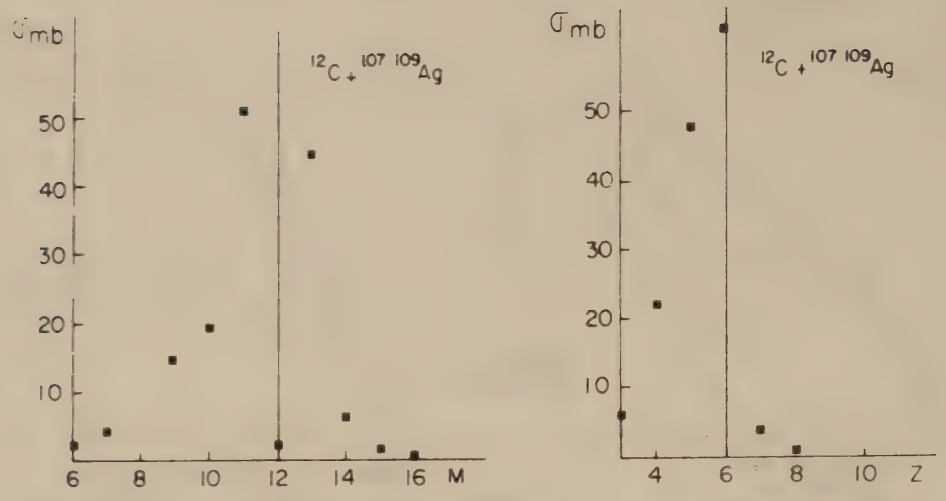



Fig. 22 : Sections efficaces globales des produits de réaction exprimées en fonction de leur masse M et de leur charge Z.

des produits semblables. Quant à l'interprétation théorique du mécanisme responsable de ces réactions, nous verrons au Chapitre III qu'elle est trop sommaire pour pouvoir prévoir les distributions angulaires au voisinage de 0°.

Pour toutes ces raisons nous donnons dans le Tableau 4 les sections efficaces mesurées qui doivent être considérées comme des valeurs exprimées par défaut.

Sur la figure 22, les sections efficaces sommées sur chaque isobare ont été portées en fonction de la masse M. Cette présentation a l'avantage de montrer clairement que le gain d'un nucléon semble aussi favorisé que la perte d'un nucléon. Pour les échanges plus importants une dissymétrie très nette apparaît, soulignant la prédominance des pertes par rapport aux gains. On peut aussi noter la quasi absence de produits de masse 8 qui peut s'expliquer par l'impossibilité de voir le noyau $^{8}Be$ de période trop courte.

Sur la même figure la présentation des sections efficaces en fonction du numéro atomique de l'élément détecté montre nettement ce que nous avons eu l'occasion de noter sur plusieurs cas particuliers : l'effet Coulombien défavorisant le gain de charges pour le projectile.

H/ Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux de réactions induites par le projectile $^{12}C$.

Certaines comparaisons peuvent être faites entre les résultats de cette expérience et ceux obtenus par Volkov et al (21) avec le même projectile $^{12}C$ ($E_{lab}$=82MeV) sur des cibles $^{197}Au$ et $^{232}Th$. L'énergie incidente étant sensiblement égale à celle de nos projectiles, ce qui distingue ces deux séries d'expériences est l'énergie disponible au-dessus de la barrière coulombienne qui est sensiblement moitié moindre dans le cas des cibles lourdes (20 MeV au lieu de 40 MeV environ).

Conformément à ce que nous avons observé, la production du noyau $^{11}B$ est très supérieure à celle de $^{11}C$ et celle de $^{13}C$ est également très favorisée par rapport à $^{13}N$.

Les seuls spectres en énergie présentés, ceux de $^{11}B$ et $^{13}C$ montrent une grande ressemblance avec ceux que nous avons obtenus dans les conditions analogues de détection (c'est-à-dire là où la distribution angulaire présente un maximum).

La distribution angulaire est présentée par Volkov et al en $d\sigma/d\theta$ en fonction de $\theta$. Pour la comparer à nos résultats, nous l'avons transformée en $d\sigma/d\Omega$. Un maximum apparaît comme celui que nous avons observé mais la remontée vers l'avant n'est pas perceptible. Il n'est pas possible de décider si une différence existe dans cette région

par rapport à nos résultats car les mesures n'ont pas été effectuées aux très faibles angles. Les divergences entre les deux séries d'expériences deviennent très importantes lorsque l'on considère la production de $^{9}Be$, le seul produit nettement différent du projectile mesuré par ces auteurs. Que ce soit avec la cible d'or ou celle de thorium, la distribution angulaire de $^{9}Be$ présente un maximum très nettement marqué alors que la distribution que nous avons obtenue est continuellement décroissante en fonction de $\theta$.

Les spectres en énergie de ce même noyau sont totalement différents de ceux que nous avons obtenus : les spectres des $^{9}Be$ résultant de l'interaction du projectile avec les cibles lourdes ont une largeur à mi-hauteur de 3,5 MeV tandis que ceux que nous présentons atteignent 15 à 20 MeV.

Il est dommage que cette comparaison ne puisse être poursuivie sur d'autres produits de réaction. Cependant il ne nous est guère possible de dire dès maintenant si les divergences qui sont observées sont dues à la différence de nature des cibles utilisées ou à la différence des conditions énergétiques imposées.

Nous avons décidé d'effectuer une série d'expériences pour éclaircir l'influence de l'énergie en conservant la même cible avec le projectile $^{14}N$ susceptible d'être accéléré à deux valeurs très différentes : 78 et 113 MeV.

## II. REACTIONS INDUITES PAR LES NOYAUX $^{14}N$ ACCELERES A 78 MeV ET 113 MeV SUR DES CIBLES D'ARGENT NATUREL (22).

Comme dans le paragraphe précédent nous étudierons successivement les résultats expérimentaux de tous les noyaux produits avec une section efficace au moins égale à 100 µbarns.

Ces produits sont : $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{7}Be$, $^{9}Be$, $^{10}Be$, $^{10}B$, $^{11}B$, $^{12}B$, $^{12}C$, $^{13}C$, $^{14}C$, $^{13}N$, $^{14}N$, $^{15}N$, $^{16}N$, $^{16}O$, $^{17}O$, $^{18}O$, $^{18}F$.

L'étude sera menée comme précédemment en commençant par les produits les plus proches du projectile pour se terminer par les plus légers. La comparaison entre résultats obtenus à partir des deux énergies de projectile sera faite sur chaque produit.

Nous ferons fréquemment référence aux bilans des masses des différentes réactions considérées comme responsables de la formation des noyaux détectés. A cet effet nous donnons dans le Tableau 5 les couples de noyaux pouvant être associés dans les réactions d'échange en même temps que les bilans des masses mises en jeu.

Des comparaisons seront réalisées au cours de la progression de cette étude entre sections efficaces de production des différents noyaux ; les valeurs de ces sections efficaces sont répertoriées en fin de paragraphe dans le Tableau 6.

Tableau 5

| Système $^{14}_{7}N + ^{107}_{47}Ag$ | | | Système $^{14}_{7}N + ^{109}_{47}Ag$ | |
|---|---|---|---|---|
| Produits | | $Q_o$ (MeV) | Produits | $Q_o$ (MeV) |
| $^{6}_{3}Li$ | $^{115}_{51}Sb$ | 12,626 | $^{117}_{51}Sb$ | 11,369 |
| $^{7}_{3}Li$ | $^{114}_{51}Sb$ | 16,156 | $^{116}_{51}Sb$ | 13,790 |
| $^{7}_{4}Be$ | $^{114}_{50}Sn$ | 10,743 | $^{116}_{50}Sn$ | 10,109 |
| $^{9}_{4}Be$ | $^{112}_{50}Sn$ | 8,245 | $^{114}_{50}Sn$ | 6,638 |
| $^{10}_{4}Be$ | $^{111}_{50}Sn$ | 12,506 | $^{113}_{50}Sn$ | 10,144 |
| $^{10}_{5}B$ | $^{111}_{49}In$ | 9,431 | $^{113}_{49}In$ | 8,566 |
| $^{11}_{5}B$ | $^{110}_{49}In$ | 7,795 | $^{112}_{49}In$ | 6,537 |

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{12}_{5}B$ | $^{109}_{49}In$ | 12,371 | $^{111}_{49}In$ | 11,063 |
| $^{11}_{6}C$ | $^{110}_{48}Cd$ | 5,845 | $^{112}_{48}Cd$ | 5,926 |
| $^{12}_{6}C$ | $^{109}_{48}Cd$ | -3,019 | $^{111}_{48}Cd$ | -3,393 |
| $^{13}_{6}C$ | $^{108}_{48}Cd$ | -0,584 | $^{110}_{48}Cd$ | -1,364 |
| $^{14}_{6}C$ | $^{107}_{48}Cd$ | 1,573 | $^{109}_{48}Cd$ | 0,315 |
| $^{13}_{7}N$ | $^{108}_{47}Ag$ | 3,277 | $^{110}_{47}Ag$ | 3,728 |
| $^{15}_{7}N$ | $^{106}_{47}Ag$ | -1,304 | $^{108}_{47}Ag$ | -1,654 |
| $^{16}_{7}N$ | $^{105}_{47}Ag$ | 4,08 | $^{107}_{47}Ag$ | 3,13 |
| $^{15}_{8}O$ | $^{106}_{46}Pd$ | -1,508 | $^{108}_{46}Pd$ | -0,811 |
| $^{16}_{8}O$ | $^{105}_{46}Pd$ | -9,474 | $^{107}_{46}Pd$ | -9,474 |
| $^{17}_{8}O$ | $^{104}_{46}Pd$ | -4,78 | $^{106}_{46}Pd$ | -4,862 |
| $^{18}_{9}F$ | $^{103}_{45}Rh$ | 1,603 | $^{105}_{47}Rh$ | 1,141 |

Bilan des Masses pour les Diverses Réactions considérées à partir des Isotopes $^{107}Ag$ et $^{109}Ag$ de la Cible.

A/ Etude des transferts d'un seul nucléon.

1) Pick up d'un neutron $^{14}N \rightarrow {}^{15}N$. L'analyse de cette réaction se trouve profondément perturbée par la présence de nombreux noyaux $^{14}N$ diffusés élastiquement. Il se trouve en effet que les produits $^{15}N$ laissés en même temps que le noyau lourd à l'état fondamental ont une énergie pratiquement égale à celle des noyaux $^{14}N$ diffusés élastiquement. Ces derniers, toujours plus nombreux que $^{15}N$, ont une distribution Gaussienne en $\Delta E$ qui recouvre partiellement la zone de distribution de $^{15}N$. Nous avons donc été amenés à limiter la bande d'énergie analysée à une borne supérieure. Dans la représentation des spectres en fonction du bilan Q des énergies cinétiques, seule est donc donnée la partie du spectre, dont Q > 5 MeV (figure 23).

Les différents spectres analysés présentent une raie au voisinage de la valeur $(Q-Q_o)$ égale à 8 MeV. Pour chaque énergie d'irradiation, une distribution angulaire des évènements intégrés dans cette raie fait apparaître un maximum : au voisinage de $\theta_{CM} = 45° \pm 2°$ (pour $E_{lab}$ = 78 MeV) et de $\theta_{CM} = 26° \pm 1°$ (pour $E_{lab}$ = 113 MeV) (figure 24). C'est précisément à ces angles qu'ont été représentés les deux spectres de la figure 23. On peut noter l'élargissement de la raie de 2 à 3 MeV lorsque l'énergie incidente augmente ; on peut aussi constater l'étalement plus important du spectre vers des valeurs Q élevées pour l'énergie d'irradiation la plus haute.

Des distributions angulaires, réalisées seulement sur la partie la plus haute du spectre exprimée en fonction du bilan des énergies cinétiques, ne mettent plus en évidence les maxima précédemment observés mais des distributions décroissant en fonction de $\theta_{CM}$ (figure 24).

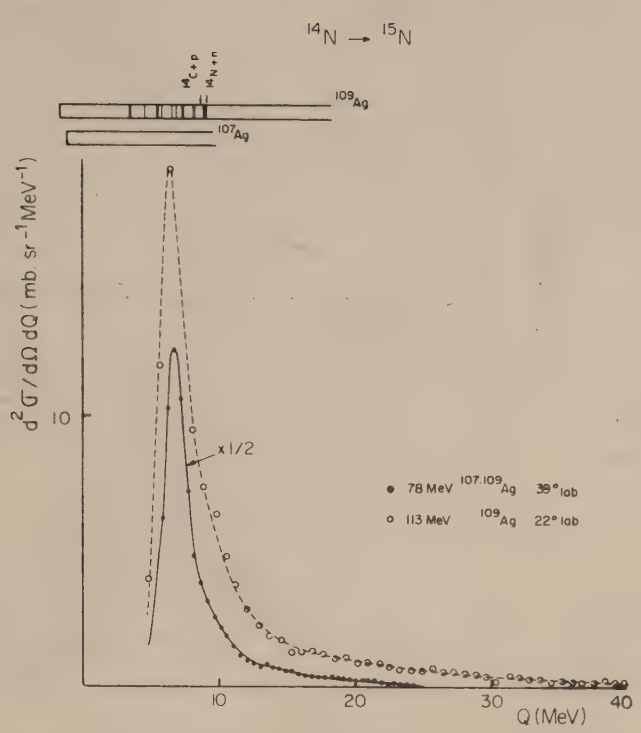



Fig. 23 : Spectres en énergie des noyaux $^{15}N$ obtenus en bombardant une cible d'argent naturel par le projectile $^{14}N$ accéléré à 78 MeV et une cible $^{109}Ag$ par le projectile $^{14}N$ accéléré à 113 MeV (En abscisse : le Q de la réaction).

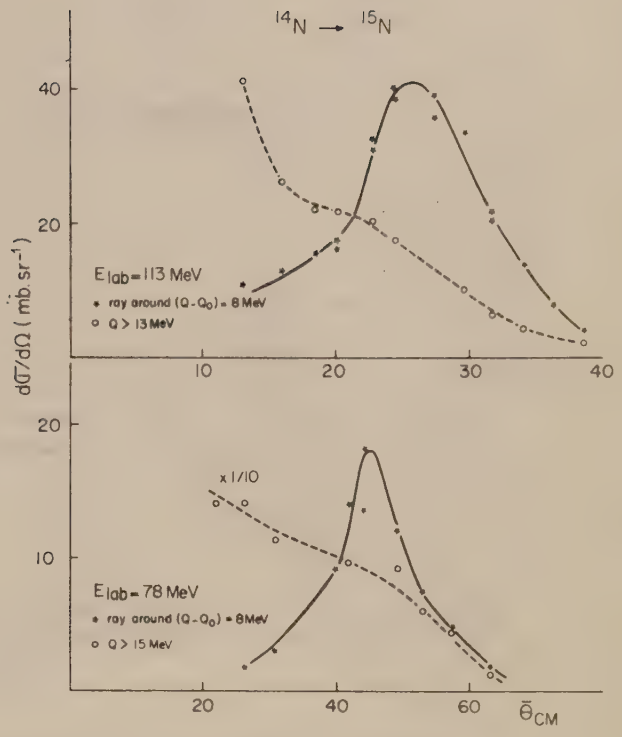



Fig. 24 : Distributions angulaires de $^{15}N$ pour différentes zones des spectres et pour les deux énergies du projectile.

2) Pick up d'un proton $^{14}N \rightarrow {}^{15}O$. Plus encore que pour le pick up du neutron, les spectres en énergie des noyaux $^{15}O$ correspondant au pick up d'un proton sont sensiblement différents selon les énergies incidentes du projectile (figure 25).

Avec les projectiles $^{14}N$ accélérés à 78 MeV les spectres du produit $^{15}O$ présentent deux raies. A 113 MeV, une - sinon deux - raies supplémentaires apparaissent pour des valeurs de Q supérieures aux précédentes en même temps qu'un élargissement du spectre vers les valeurs de Q élevées. A part la toute première de ces raies qui peut être attribuée sans ambiguïté au niveau fondamental de $^{15}O$ il n'est pas possible de dire quels sont les autres niveaux du produit léger qui peuplent toutes ces raies.

Des distributions angulaires réalisées sur les évènements intégrés dans l'une ou l'autre des deux premières raies mettent nettement en évidence des maxima situés à $\theta_{CM} = 48° \pm 2°$ pour $E_{lab} = 78$ MeV et $\theta_{CM} = 29° \pm 1°$ pour $E_{lab} = 113$ MeV (figure 26).

Le maximum à 29° subsiste dans la distribution angulaire de la 3ème raie du spectre obtenu avec le projectile accéléré à 113 MeV ; mais, en même temps apparaît une remontée de la distribution pour les valeurs des angles de plus en plus faibles.

Enfin, pour la partie la plus haute du spectre (Q > 15 MeV), nous observons uniquement une décroissance de la section efficace en fonction de $\theta_{CM}$.

Entre le pick up du neutron et celui du proton on peut noter la forte différence de production au détriment du dernier cité. Pour expliquer cette différence, on peut évoquer, comme il l'a déjà été fait avec $^{12}C$ comme projectile, l'influence du potentiel coulombien défavorisant l'apparition d'un noyau Z+1 par rapport au noyau Z.

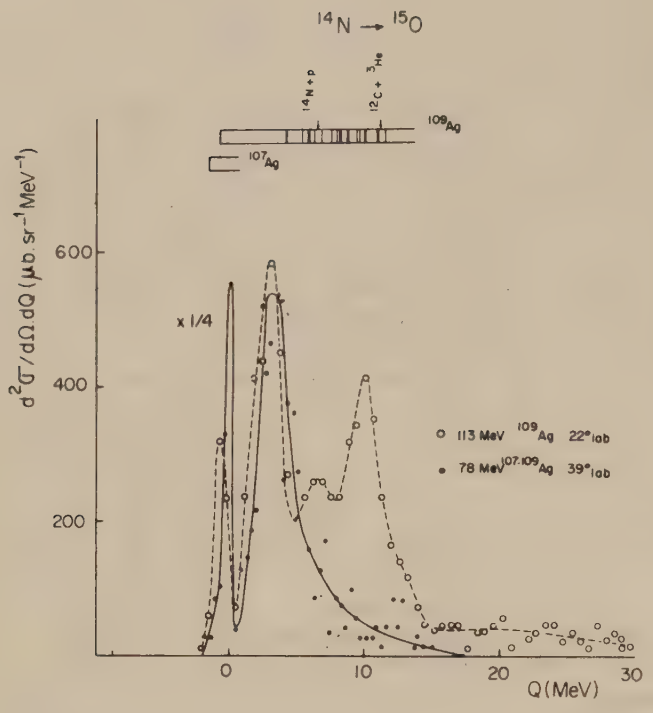



Fig. 25 : Spectres en énergie des noyaux $^{15}O$ obtenus en bombardant une cible $^{107-109}Ag$ par le projectile $^{14}N$ accéléré à 78 MeV et une cible $^{109}Ag$ par le projectile $^{14}N$ accéléré à 113 MeV (En abscisse : le Q de la réaction).

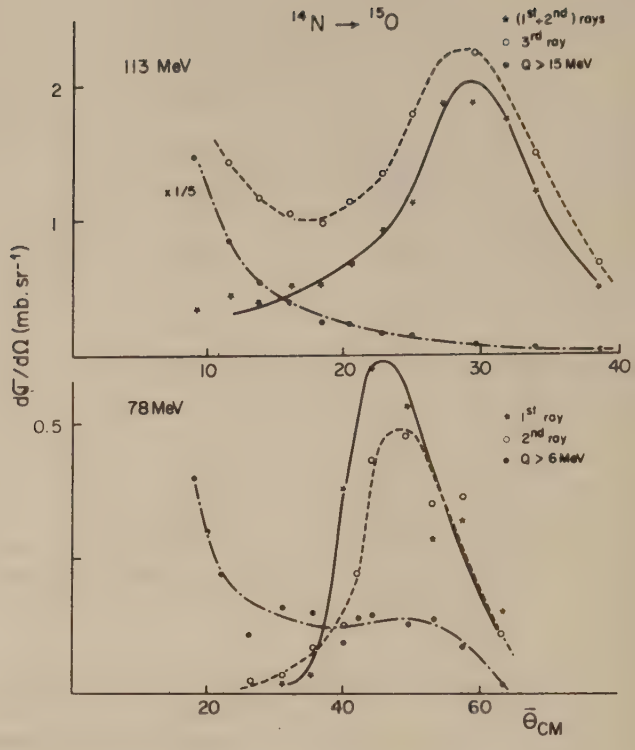



Figure 26 : Distributions angulaires de $^{15}O$ pour différentes zones des spectres et pour les deux énergies du projectile.

On peut déjà mettre qualitativement en évidence l'accroissement des sections efficaces lorsque l'énergie incidente croît. Cet accroissement est plus sensible encore sur la partie la plus haute du spectre exprimé en fonction de Q, c'est-à-dire pour les grandes énergies d'excitation des produits.

3) Stripping d'un proton : $^{14}N \rightarrow {}^{13}C$. Si l'on compare les spectres présentés sur la figure 27 avec ceux obtenus à partir du projectile $^{12}C$ par pick up d'un neutron (dont un exemple est donné au-dessus du schéma de niveau), on est frappé par la dissemblance entre les deux séries de spectres.

Le spectre des noyaux $^{13}C$ obtenus à partir de $^{12}C$ a été donné comme exemple de spectre sur lequel les raies étaient identifiables à des niveaux d'énergie connus du noyau $^{13}C$. Avec le projectile $^{14}N$, le produit $^{13}C$ n'est pratiquement plus jamais laissé à l'état fondamental. Les premiers niveaux excités demeurent repérables mais ces niveaux sont immédiatement suivis par un spectre continu très large qui représente la quasi totalité de la production de ce noyau.

Le fait que les niveaux ne soient pas peuplés de la même façon pour les deux réactions n'est pas anormal ; les règles de sélection dont nous ne pouvons rendre compte imposent certaines contraintes. Le plus surprenant n'est donc pas de voir disparaître le niveau fondamental de $^{13}C$ mais de mettre en évidence tant d'évènements pour lesquels les produits seraient laissés dans des états très excités.

A la différence de la réaction ($^{12}C \rightarrow {}^{13}C$) la réaction ($^{14}N \rightarrow {}^{13}C$) est une réaction de stripping dont les voies de sortie se trouvent enrichies par les réactions où

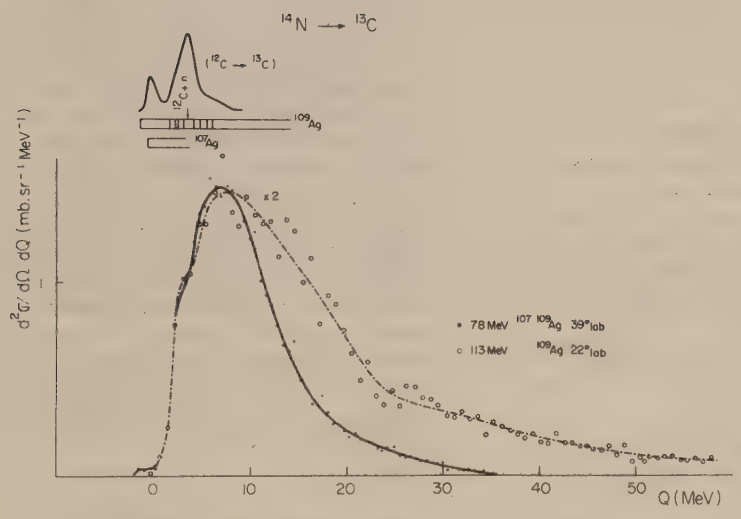



Fig. 27 : Spectres en énergie des noyaux $^{13}C$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 22° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)).

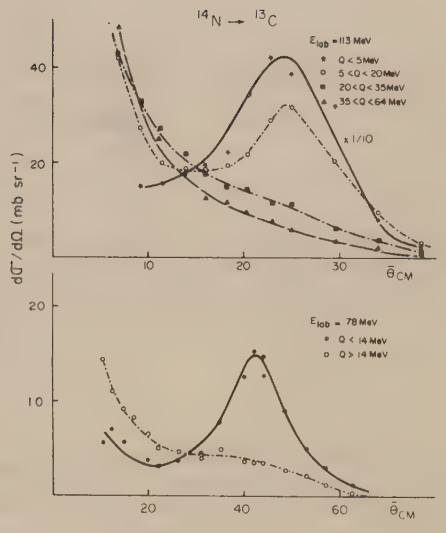



Fig. 28 : Distributions angulaires de $^{13}C$ pour différentes zones des spectres et pour les deux énergies du projectile.

le proton enlevé au projectile est porté à un état non lié de la cible ou encore émis à l'état libre.

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{13}_{6}C + {}^{110}Cd$$

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{13}_{6}C + 1p + {}^{109}Ag.$$

Le fait de retrouver dans le cadre d'une cinématique à deux corps dans la voie de sortie des évènements pour lesquels $(Q-Q_0) \simeq 3$ ou 4 MeV, ce qui correspond aux premiers niveaux excités du noyau $^{13}C$, permet de penser que dans ces cas précis le proton manquant se trouve lié dans $^{110}Cd$.

Pour tous les évènements présentant un large défaut d'énergie cinétique de translation dans la voie de sortie, il n'est pas possible de dire si cette énergie a été dépensée pour libérer directement lors de la réaction une ou plusieurs particules, ou si au contraire, cette énergie s'est portée sous forme d'énergie d'excitation avec une émission séquentielle de particules.

Des distributions angulaires réalisées sur différentes zones des spectres en énergie mettent en évidence des maxima pour les faibles énergies d'excitation ($\theta_{CM} = 41° \pm 2°$ ($E_{lab}$ = 78 MeV) et $\theta_{CM} = 24° \pm 1°$ ($E_{lab}$ = 113 MeV)) (Figure 28), puis des

décroissances des sections efficaces différentielles en fonction de θ pour les bilans faisant apparaître un gros défaut d'énergie cinétique de translation. Pour la zone d'énergie intermédiaire (5<Q<20 MeV pour $E_{lab}$ = 113 MeV), la distribution a un comportement hybride, à savoir un maximum pour $\theta_{CM}$ = 24° et une remontée vers les faibles angles.

4) Stripping d'un neutron : $^{14}N \rightarrow {}^{13}N$. Les difficultés techniques évoquées au Chapitre I ne nous ont pas permis d'étudier complètement la réaction de stripping du neutron réduite à 78 MeV. Seules quelques distributions énergétiques ont été mesurées pour les directions les plus éloignées de celle du faisceau incident.

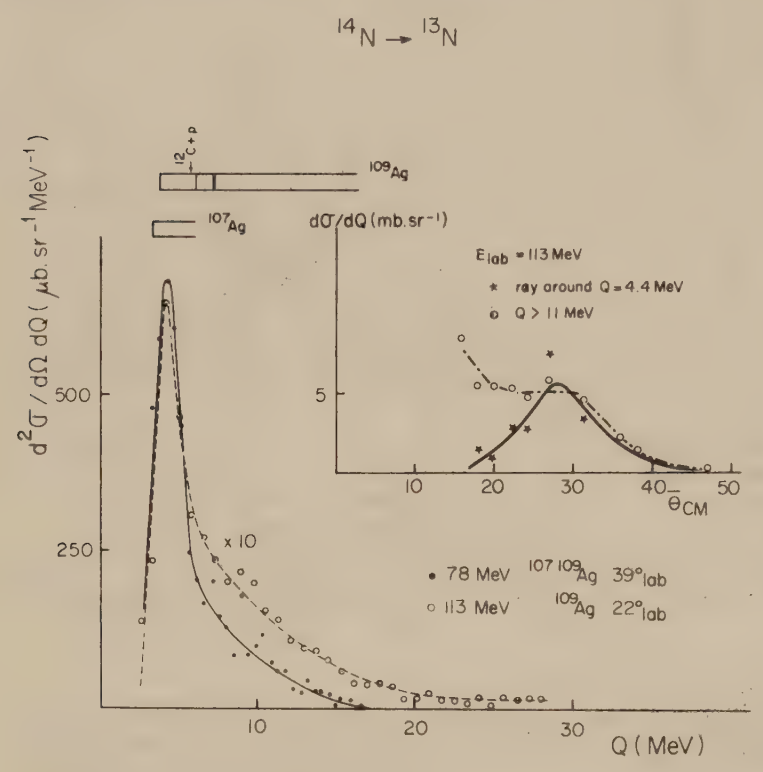



Fig. 29 : Spectres en énergie des noyaux $^{13}N$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 22° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)). Distributions angulaires pour deux zones du spectre (2ème système).

Comme il a été fait dans le cas de l'analyse du noyau $^{13}C$ il nous semble souhaitable de comparer sur le produit $^{13}N$ les résultats provenant des deux réactions : pick up d'un proton ($^{12}C \rightarrow {}^{13}N$) et stripping d'un neutron ($^{14}N \rightarrow {}^{13}N$). Alors que dans le cas du pick up le spectre semblait être peuplé par le premier niveau excité de $^{13}N$, en réaction de stripping c'est essentiellement le niveau fondamental qui est atteint. Mis à part cette différence on ne note pas, comme dans le cas du noyau $^{13}C$, un grand étalement, vers les énergies d'excitation importantes, des spectres consécutifs à une réaction de stripping.

Pour la réaction induite par le projectile accéléré à 113 MeV, une distribution angulaire réalisée sur les évènements situés près du seuil de la réaction laisse apparaître un maximum pour l'angle $\theta_{CM}$ = 28±1°.

5) Comparaison entre transferts d'un seul nucléon.

Toutes les remarques, qui ont pu être faites lors de la comparaison des différentes sections efficaces de production des noyaux différant d'un seul nucléon du projectile $^{12}C$, peuvent être étendues aux produits analogues issus du projectile $^{14}N$.

Le gain d'un neutron doit être favorisé par rapport à sa perte par le bilan des masses : la première réaction est exoénergétique, la seconde endoénergétique. Expérimentalement et pour l'énergie incidente de 113 MeV les résultats sont conformes aux prévisions (Tableau 6).

Du seul point de vue du bilan des masses, la perte ou le gain d'un proton sont également favorisés, du moins lorsque le proton perdu par le projectile se lie à la cible (dans le cas contraire la perte est défavorisée). En revanche, l'effet Coulombien joue en faveur de la perte du proton par le projectile. Expérimentalement cet effet est clairement marqué quelle que soit l'énergie du projectile.

Cet effet Coulombien se trouve également déterminant pour favoriser le gain d'un neutron par rapport à celui d'un proton et, inversement, pour favoriser la perte d'un proton par rapport à celle d'un neutron.

On peut noter dès maintenant l'accroissement des sections efficaces avec l'énergie incidente ; ce phénomène n'étant pas spécifique au transfert d'un seul nucléon nous reviendrons dans le chapitre III à l'étude de cet effet de l'énergie.

Le second point de comparaison entre ces quatre réactions concerne les distributions angulaires des produits laissés à l'état fondamental ou faiblement excité dans le cadre d'une réaction d'échange.

Les maxima de ces distributions ne sont pas observés exactement au même angle selon l'identité des noyaux. Rappelons ces résultats :

| | $\overline{\theta}_{CM}(^{13}N)$ | $\overline{\theta}_{CM}(^{15}N)$ | $\overline{\theta}_{CM}(^{13}C)$ | $\overline{\theta}_{CM}(^{15}O)$ |
|---|---|---|---|---|
| $^{14}N$ (78 MeV) | | 45° ± 2° | 41° ± 2° | 48° ± 2° |
| $^{14}N$(113 MeV) | 28° ± 1° | 27° ± 1° | 24° ± 1° | 29° ± 1° |

L'effet Coulombien est manifeste : les éléments dont le Z est différent de celui du projectile ont leur maximum encadrant celui des isotopes du projectile. Il apparaît tout aussi nettement une influence de l'énergie du projectile sur la position des maxima ; cet effet sera expliqué dans le chapitre III.

B/ Echange de charge : $^{14}N \rightarrow {}^{14}C$.

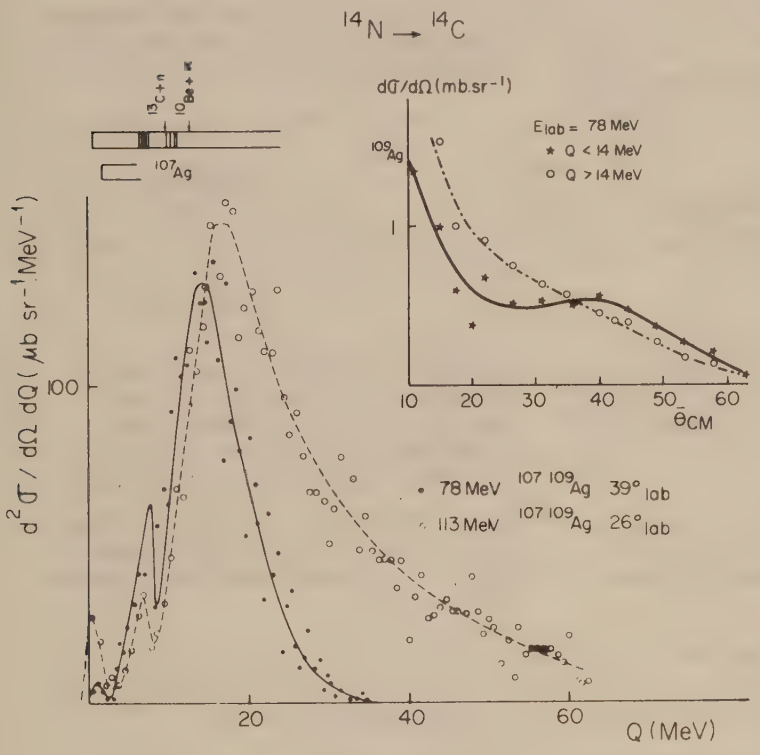



Fig. 30 : Spectres en énergie des noyaux $^{14}C$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 26° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)). Distributions angulaires pour deux zones du spectre (1er système).

Le bilan des masses réalisé sur la réaction d'échange de charge montre que cette dernière est beaucoup moins endoénergétique et donc plus probable à partir du projectile $^{14}N$ que $^{12}C$. On vérifie cet effet sur le Tableau 6 où l'on peut calculer par exemple une augmentation très sensible de la proportion d'évènements d'échange de charge par rapport aux transferts d'un seul nucléon lorsqu'on passe du projectile $^{12}C$ à $^{14}N$.

Les spectres en énergie du produit $^{14}C$ mettent en évidence le peuplement du niveau fondamental et des premiers niveaux excités de ce noyau. Cependant les évènements qui composent ces raies ne représentent qu'un très faible pourcentage par rapport à ceux qui laissent apparaître une importante énergie d'excitation.

Nous pouvons constater une différence d'étalement des deux spectres présentés de l'ordre d'une trentaine de MeV et correspondant à la différence des énergies des projectiles.

Pour l'expérience réalisée à l'énergie de 78 MeV la différence de comportement entre les évènements produits

avec un défaut d'énergie de translation plus ou moins important est mise en évidence par les distributions angulaires qui ont pu être réalisées ; une limite arbitrairement fixée à 14 MeV permet d'examiner successivement les évènements qui en sont situés de part et d'autre. La première répartition angulaire présente, sinon un maximum, du moins un méplat entre 25° et 45°. On peut raisonnablement estimer qu'une fraction des évènements pour lesquels l'énergie d'excitation est inférieure à 8 ou 10 MeV sont répartis selon une distribution présentant un véritable maximum ; malheureusement la très faible importance des deux premières raies n'a pas permis de tracer la répartition correspondante.

La seconde distribution (pour Q>14 MeV) décroît de façon monotone en fonction de $\theta_{CM}$.

C/ Transferts de deux nucléons.

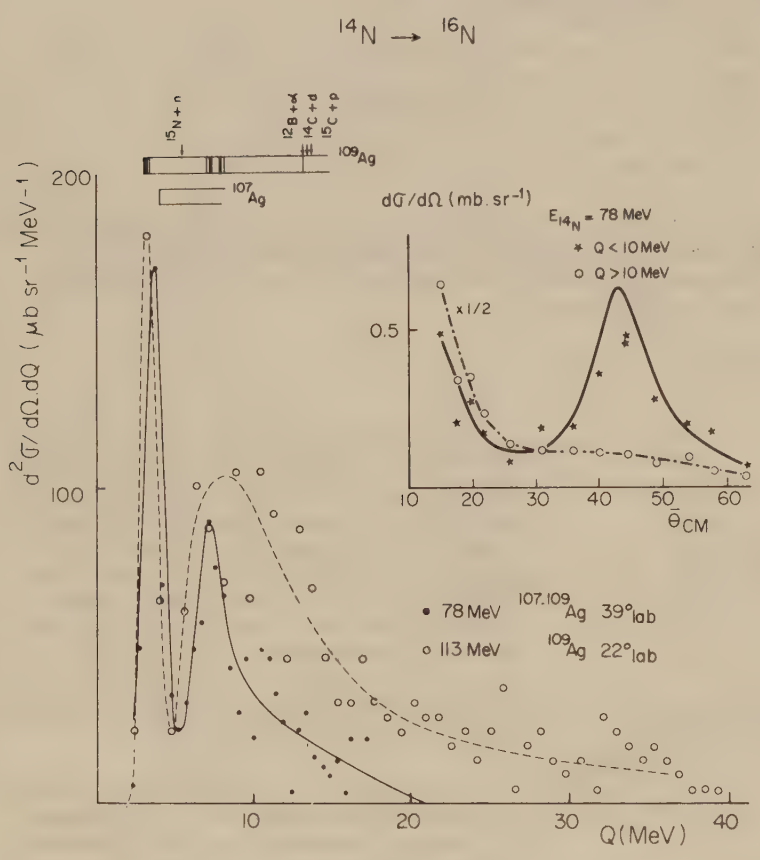



Fig. 31 :

Spectres en énergie des noyaux $^{16}N$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 22° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)). Distributions angulaires pour deux zones du spectre (1er système).

Parmi les six réactions de transferts possibles mettant en jeu deux nucléons, quatre seulement ont été mesurées avec une section efficace supérieure à 100 µbarns. Comme nous allons le montrer, ces quatre réactions sont semblables à celles observées à partir du projectile $^{12}C$ et les raisons invoquées pour expliquer l'absence des deux autres sont analogues à celles déjà données précédemment.

1) Gain et perte de deux neutrons.

Si nous considérons seulement les réactions pour lesquelles la matière nucléaire est échangée :

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{16}N + {}^{107}Ag \qquad Q_o = 3{,}130 \text{ MeV}$$

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{12}N + {}^{111}Ag \qquad Q_o = 15{,}021 \text{ MeV}$$

Le bilan des masses est très défavorable à la production du noyau $^{12}N$. Effectivement nos expériences n'ont pas montré de présence appréciable de ce noyau.

Rappelons qu'avec le projectile $^{12}C$, le produit correspondant $^{10}C$ n'avait pas non plus été détecté.

2) Gain et perte de deux protons.

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{16}F + {}^{107}Rh \qquad Q_o = 9{,}899 \text{ MeV}$$

$$^{14}N + {}^{109}Ag \rightarrow {}^{12}B + {}^{109}In \qquad Q_o = 11{,}063 \text{ MeV}$$

Les deux réactions sont sensiblement aussi endoénergétiques l'une que l'autre, cependant le bilan Coulombien favorise d'une vingtaine de MeV la perte des deux charges par rapport à leur gain. L'effet est déterminant et seul $^{12}B$ a été détecté.

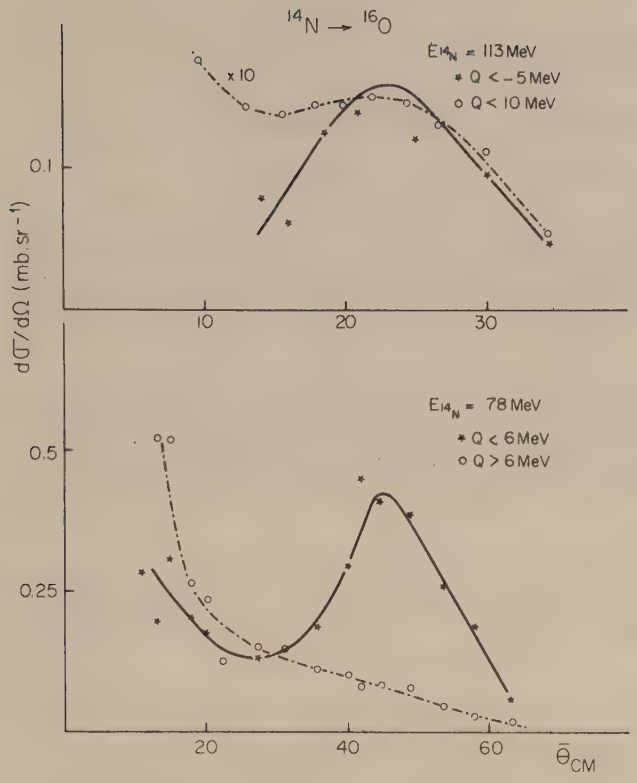



Fig. 32 : Distributions angulaires de $^{16}O$ pour différentes zones des spectres et pour deux énergies du projectile.

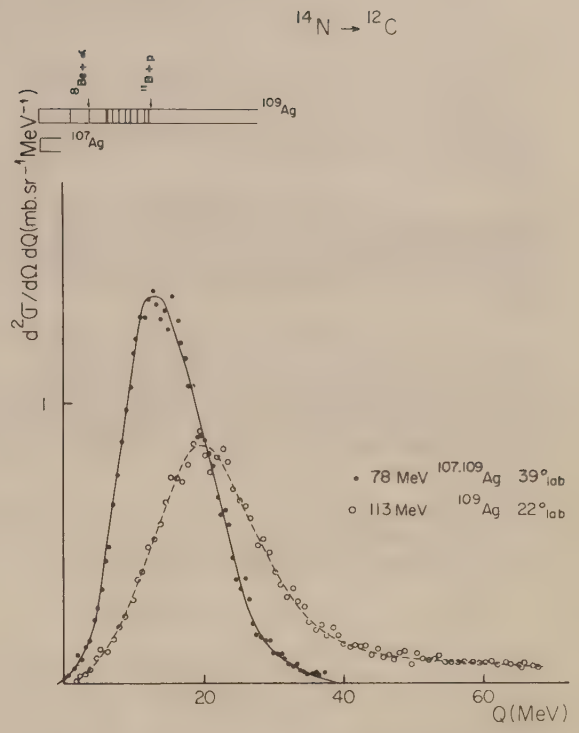



Fig. 33 : Spectres en énergie des noyaux $^{12}C$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 22° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)).

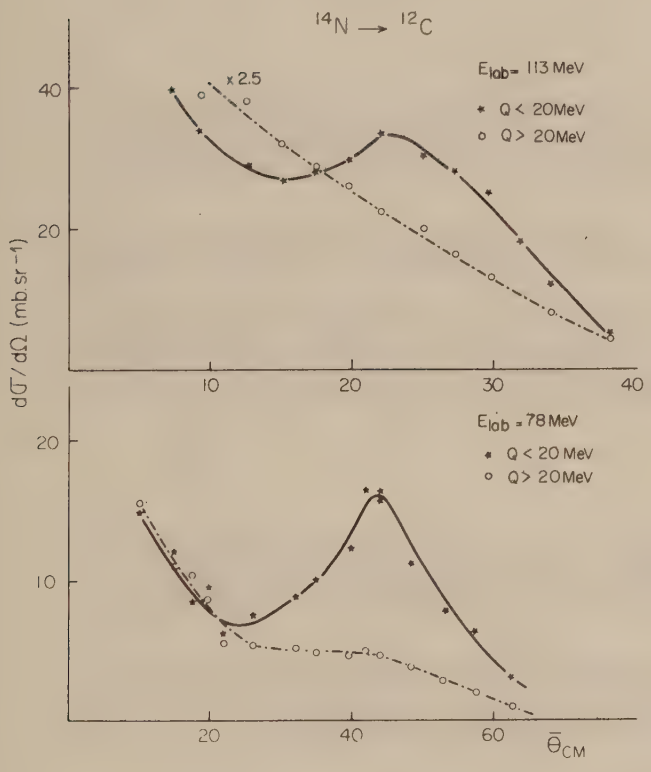



Fig. 34 : Distributions angulaires des noyaux $^{12}C$ pour différentes zones des spectres et pour deux énergies du projectile.

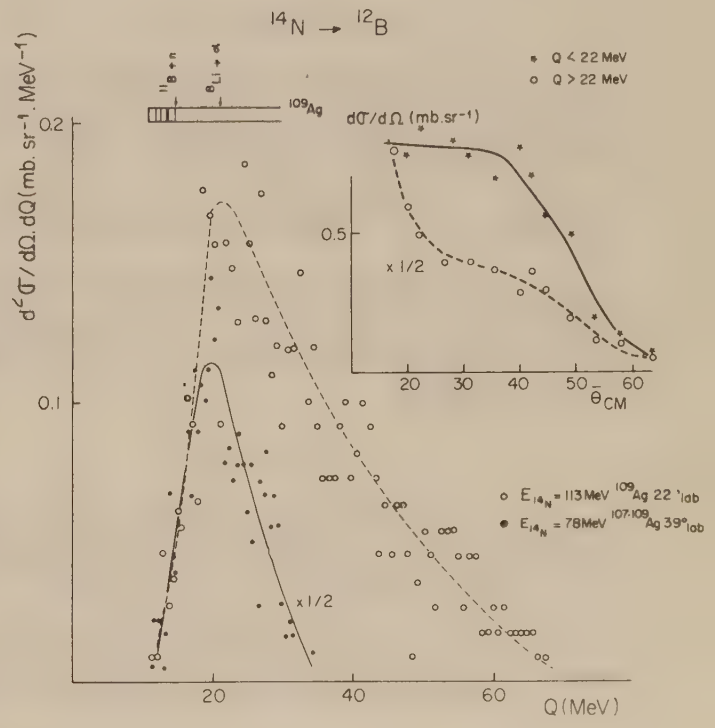



Fig. 35 : Spectres en énergie des noyaux $^{12}B$ détectés à 39° à partir du système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) et à 22° à partir du système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)). Distributions angulaires pour deux zones du spectre (1er système).

Rappelons que le noyau $^{14}O$ n'avait pas non plus été détecté lors des irradiations avec le projectile $^{12}C$.

3) Gain et perte d'un neutron plus un proton.

$$^{14}N + ^{109}Ag \rightarrow ^{16}O + ^{107}Pd \qquad Q_o = -9{,}474 \text{ MeV}$$

$$^{14}N + ^{109}Ag \rightarrow ^{12}C + ^{111}Cd \qquad Q_o = -3{,}393 \text{ MeV}$$

Les deux réactions sont largement exoénergétiques, l'effet Coulombien favorisant d'une dizaine de MeV la formation du noyau $^{12}C$ par rapport à celle de $^{16}O$, on s'attend tout naturellement à trouver une section efficace de formation du premier cité supérieure à celle du second, ce qui est bien le cas.

Comme le montre le Tableau 6 la formation de $^{12}C$ est plus importante que celle de n'importe quel autre produit, y compris des noyaux les plus voisins du projectile. Un tel comportement n'a pas été observé pour le produit homologue $^{10}B$ issu du projectile $^{12}C$. Cette différence s'explique par les valeurs plus faibles des énergies de liaison du dernier nucléon lié dans les noyaux $^{13}N$ et $^{13}C$ par rapport à ces mêmes énergies pour les noyaux $^{11}B$ et $^{11}C$ :

| | |
|---|---|
| $^{13}N$ (Ep = 1,943 MeV) | $^{13}C$ (En = 4,947 MeV) |
| $^{11}B$ (En = 11,456 MeV) | $^{11}C$ (Ep = 8,691 MeV) |

En effet, le noyau $^{12}C$ peut être produit séquentiellement, à partir des noyaux $^{13}N$ et $^{13}C$ relativement peu excités, par évaporation respective d'un proton et d'un neutron. Pour le $^{10}B$, les voies de production séquentielles ne peuvent apparaître qu'à partir de noyaux $^{11}B$ et $^{11}C$ beaucoup plus excités, ce qui a pour effet de limiter l'importance de telles voies.

Spectres en énergie

$^{16}N$ (figure 31)

Deux raies correspondant d'une part au rassemblement du niveau fondamental avec les trois premiers niveaux excités et, d'autre part, à quelques niveaux d'énergie voisine de 4 à 5 MeV apparaissent distinctement pour les irradiations réalisées avec les projectiles d'énergie différentes.

On peut noter à la fois l'élargissement important de la deuxième raie avec l'augmentation de l'énergie incidente et son étalement vers les valeurs de Q plus élevées.

Une distribution angulaire réalisée sur l'ensemble des deux raies (ce qui correspond à $Q<10$ MeV si l'on symétrise la seconde raie) montre la présence d'un maximum au voisinage de $\theta_{CM} = 43 \pm 2°$ et d'une remontée vers l'avant. Ce maximum disparaît totalement lorsque l'on ne considère plus que les évènements de Q supérieur à 10 MeV (pour $E_{^{14}N} = 78$ MeV).

$^{16}O$ (figure 32)

Les spectres en énergie de ce noyau sont très larges. Vu le nombre réduit d'évènements qui les composent, il n'est pas nécessaire de présenter ici ces spectres. Précisons cependant que la zone d'énergie correspondant aux produits de réaction laissés à leur état fondamental n'est pas peuplée.

Des distributions angulaires correspondant à des évènements pour lesquels les produits sont peu excités mettent en évidence un maximum. En revanche, pour tous les autres évènements, leur répartition est une fonction décroissante de $\theta_{CM}$.

$^{12}C$ (Figures 33 et 34)

Les spectres sont continus et celui qui correspond à l'énergie incidente la plus élevée s'étend sur une largeur supplémentaire de l'ordre de 30 MeV.

Comme d'habitude des distributions angulaires spécifiques à certains évènements ont été réalisées et pour cela une limite a été arbitrairement fixée à Q = 20 MeV.

En-deçà de cette limite les distributions angulaires présentent un maximum; le maximum est d'autant plus marqué que l'énergie incidente est plus faible ($\overline{\theta}_{CM}$ = 23°±2° avec $E_{lab}$ = 113 MeV, $\overline{\theta}_{CM}$ = 44°±2° avec $E_{lab}$ = 78 MeV).

Notons qu'au-delà de Q = 20 MeV les distributions angulaires décroissent en fonction de $\theta_{CM}$ ; cependant, on peut noter que pour l'énergie incidente la plus faible, la présence dans la distribution d'un méplat entre 26° et 44° dénote encore une distribution privilégiée de certains évènements autour de 44°.

$^{12}B$ (Figure 35)

Les spectres de $^{12}B$ ressemblent beaucoup à ceux de $^{12}C$. Très peu de réactions d'échange se font en laissant à la fois les deux produits dans un état faiblement excité.

Les distributions angulaires concernant, d'une part, les évènements pour lesquels peu d'énergie d'excitation apparaît, et d'autre part, ceux où une quantité importante d'énergie d'excitation est mise en jeu sont nettement différentes. Cependant, il n'apparaît pas de maximum pour la première citée.

D/ Produits différant du projectile par trois nucléons. (Figures 36-37)

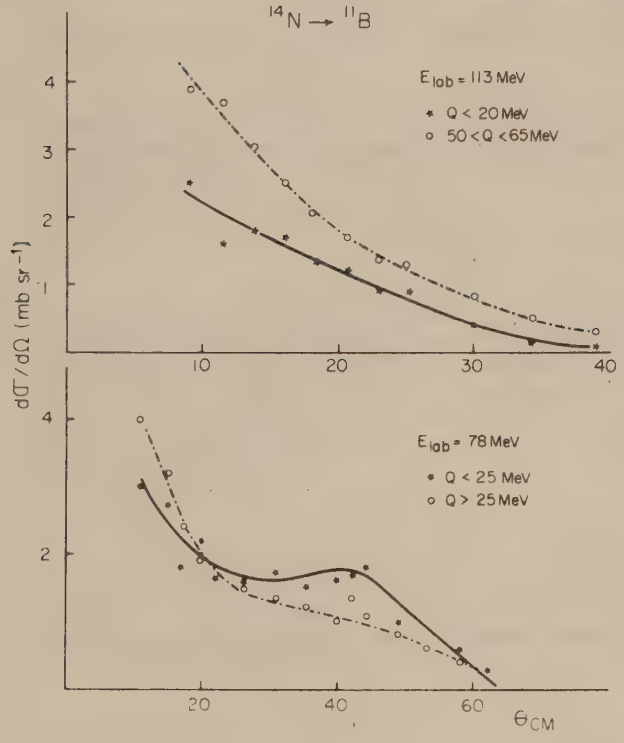



Fig. 36 : Distributions angulaires des noyaux $^{11}B$ et $^{11}C$ pour différentes zones de leurs spectres

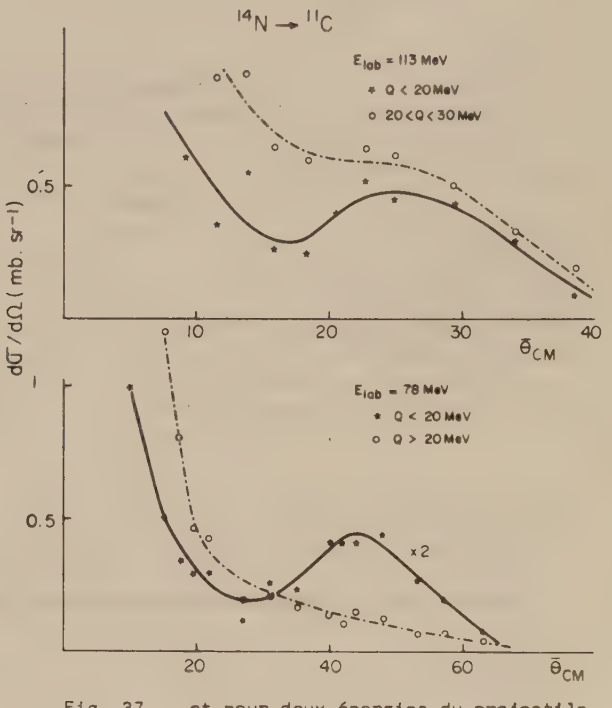



Fig. 37 et pour deux énergies du projectile.

Parmi les huit produits dont le nombre de nucléons est inférieur ou supérieur de trois unités à celui du projectile seuls $^{11}C$, $^{11}B$, $^{17}O$ sont observés avec une section efficace supérieure à 100 µbarns. L'énergie de liaison relativement grande de ces trois noyaux permet leur obtention.

Nous avons essayé de distinguer les évènements en fonction du bilan Q pour établir leur distribution angulaire.

Ainsi, pour $^{11}C$ et $^{11}B$ produits à partir du projectile accéléré à 78 MeV on peut distinguer deux zones de valeurs Q dont la séparation est arbitraire mais pour lesquelles les distributions angulaires sont assez différentes.

Les évènements correspondant à une faible valeur Q sont en partie distribués autour de la direction préférentielle $\theta_{CM} = 42° \pm 4°$.

Tous les autres évènements (Q>20 MeV ou Q>25 MeV) sont répartis selon une courbe décroissante en fonction de $\theta_{CM}$.

En revanche, pour l'énergie incidente 113 MeV, seul $^{11}C$ voit une partie de ses évènements se distribuer autour d'un angle préférentiel $\bar{\theta}_{CM} = 25° \pm 2°$ ; pour $^{11}B$, quelle que soit la zone du spectre considéré, les évènements restent toujours répartis selon une distribution décroissante en fonction de $\theta_{CM}$.

E/ Produits différant du projectile par quatre nucléons.

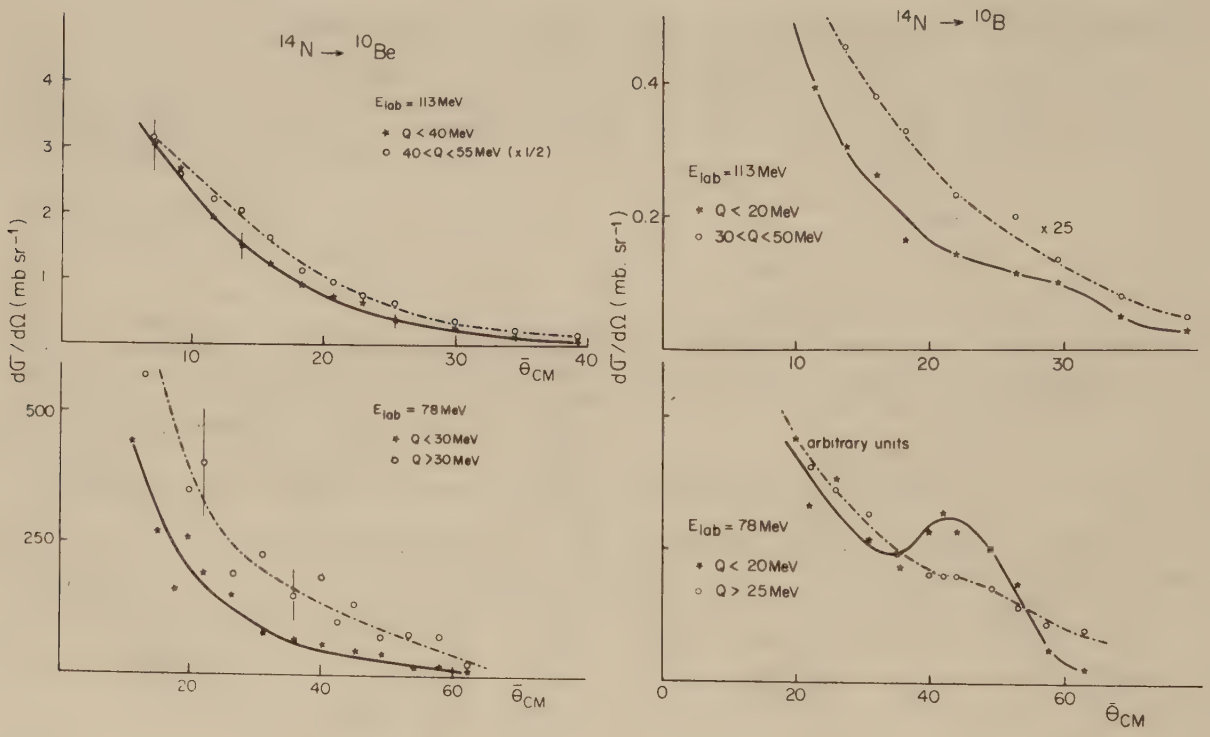



Fig. 38 et 39 : Distributions angulaires des noyaux $^{10}Be$ et $^{10}B$ pour différentes zones de leurs spectres et pour deux énergies du projectile.

Seuls les noyaux $^{10}Be$, $^{10}B$, $^{18}F$ ont été détectés. Les produits $^{10}B$ et $^{18}F$ présentent un intérêt particulier car les transferts de deux neutrons plus deux protons peuvent également être considérés comme échanges d'une particule alpha.

En ce sens nous avons voulu voir ce qui pouvait distinguer le transfert ($^{14}N \xrightarrow{-(3p+1n)} {}^{10}Be$) du transfert ($^{14}N \xrightarrow{-(2p+2n)} {}^{10}B$). Nous avons, dans chaque cas, divisé les spectres en deux zones et avons étudié la répartition angulaire des évènements situés dans l'une et l'autre zone d'énergie (figures 38 - 39).

Pour le noyau $^{10}Be$ les deux distributions ont vraiment le même comportement. En revanche, une partie des évènements $^{10}B$ répartis dans la zone de faible Q sont distribués autour d'une direction privilégiée ; cet effet est particulièrement marqué pour la réaction induite à plus faible énergie : un maximum apparaît très distinctement pour $\theta_{CM} = 44° \pm 2°$.

On retrouve donc pour les transferts conduisant à $^{10}B$ une certaine analogie avec les transferts d'un seul nucléon. Cette analogie n'existant plus pour le transfert du même nombre de nucléons conduisant au $^{10}Be$, la preuve est donnée qu'un certain nombre de transferts (2p+2n) peuvent être considérés comme transferts d'une particule alpha.

La section efficace de formation de $^{18}F$ est trop faible pour qu'une étude détaillée de la distribution de ce noyau ait pu être entreprise.

F/ Produits légers.

Les noyaux $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{7}Be$, $^{9}Be$ ont été détectés avec une section efficace supérieure à 100 µbarns. Si l'on se réfère à la liste des produits légers détectés lors des irradiations avec le projectile $^{12}C$ on peut constater la disparition du noyau $^{8}Li$ avec le projectile $^{14}N$ ; en fait, ce noyau a été détecté mais avec une section efficace faible (<100 µbarns).

Nous ne présentons pas de spectres en énergie des quatre noyaux identifiés; ces spectres sont continus et ressemblent très fidèlement aux spectres des mêmes produits mesurés lors des irradiations avec le projectile $^{12}C$.

G/ Distributions angulaires et sections efficaces des dix neuf produits détectés.

Les distributions angulaires sont présentées sur les figures 40 à 44. Une comparaison est établie sur chaque produit (excepté $^{13}N$) entre les deux distributions correspondant aux deux énergies du projectile. De plus, les cinq mesures réalisées à partir du projectile $^{14}N$ accéléré à 113 MeV et une cible d'argent séparé ($^{109}Ag$) ont été portées sur les spectres pour mettre en évidence l'influence de la structure de la cible sur les sections efficaces de production des différents noyaux détectés.

Sur la figure 40 qui concerne les produits ayant un nucléon de plus ou de moins que le projectile on peut remarquer la ressemblance des allures entre les distributions angulaires correspondant aux deux énergies du projectile : en fonction de $\theta_{CM}$ ces distributions décroissent, passent par un minimum puis par un maximum et décroissent à nouveau. Cependant, on note en fonction de l'énergie de très nettes différences en ce qui concerne d'une part la position des maxima et, d'autre part, la valeur absolue des sections efficaces différentielles. L'interprétation de ces divergences sera donnée dans le chapitre suivant.

Pour les distributions de noyaux résultant de l'échange de deux nucléons à partir du projectile (figure 41) on peut noter une différence de comportement assez sensible avec celles de la figure 40. Sur la figure 41, lex maxima n'apparaissent plus que sur les distributions correspondant au projectile accéléré à 78 MeV et encore sont-ils beaucoup moins marqués que ceux observés à même énergie incidente pour les produits résultant de l'échange d'un seul nucléon.

Notons dans la répartition des noyaux $^{12}C$ obtenus à partir du projectile $^{14}N$ accéléré à 113 MeV une rupture de pente de la courbe décroissante au voisinage de la direction d'émission privilégiée pour les noyaux $^{13}N$, $^{15}N$, $^{13}C$, $^{15}O$.

Fig. 40, 41, 42, 43, 44 : Distributions angulaires des différents évènements intégrés sur toutes les énergies pour :
- le système (Ag naturel + $^{14}N$ (78 MeV)) (⊙)
- le système (Ag naturel + $^{14}N$ (113 MeV)) (●)
- le système ($^{109}Ag$ + $^{14}N$ (113 MeV)) (▲)

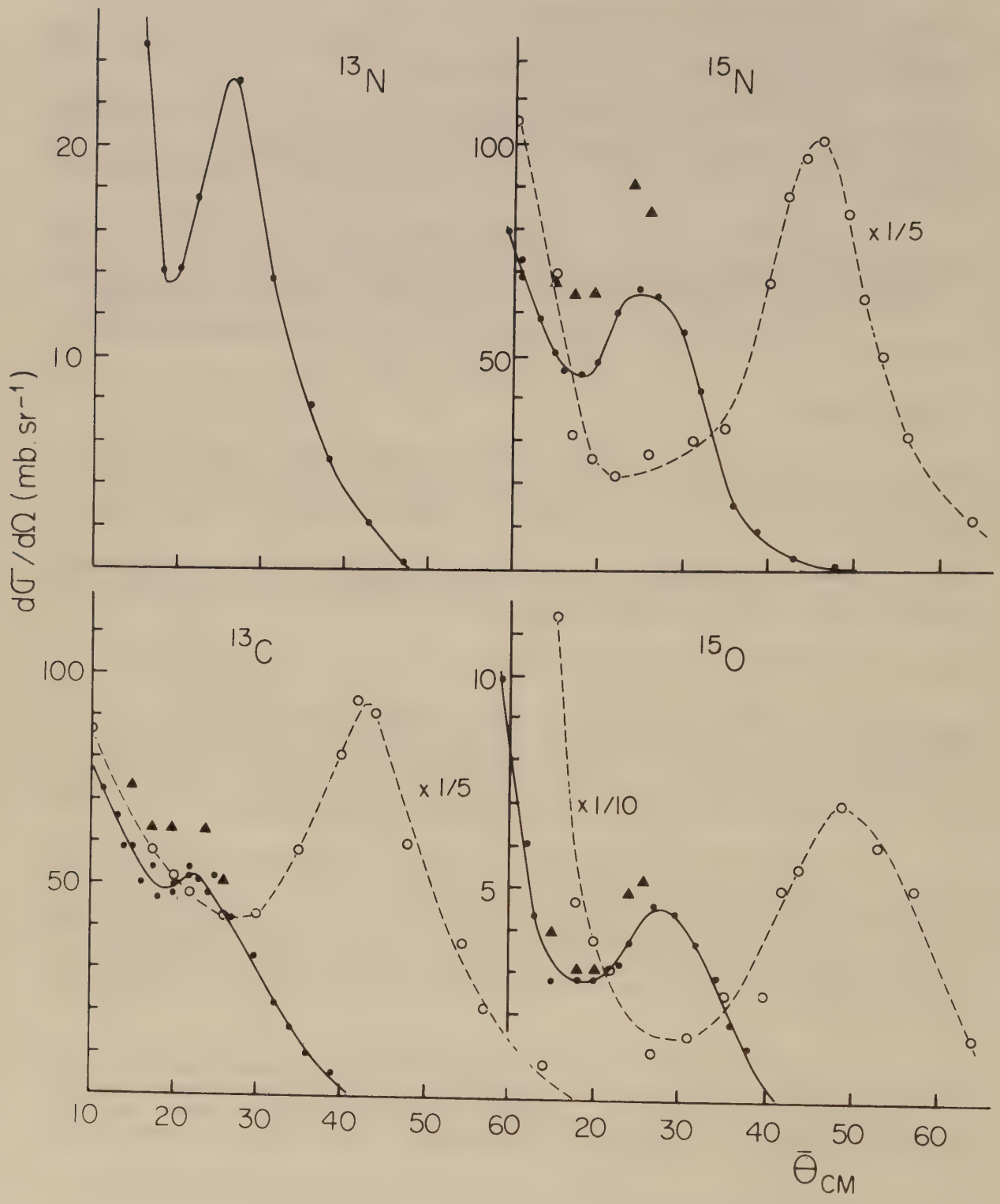



Fig. 40 : Les noyaux ne différant du projectile que par un seul nucléon.

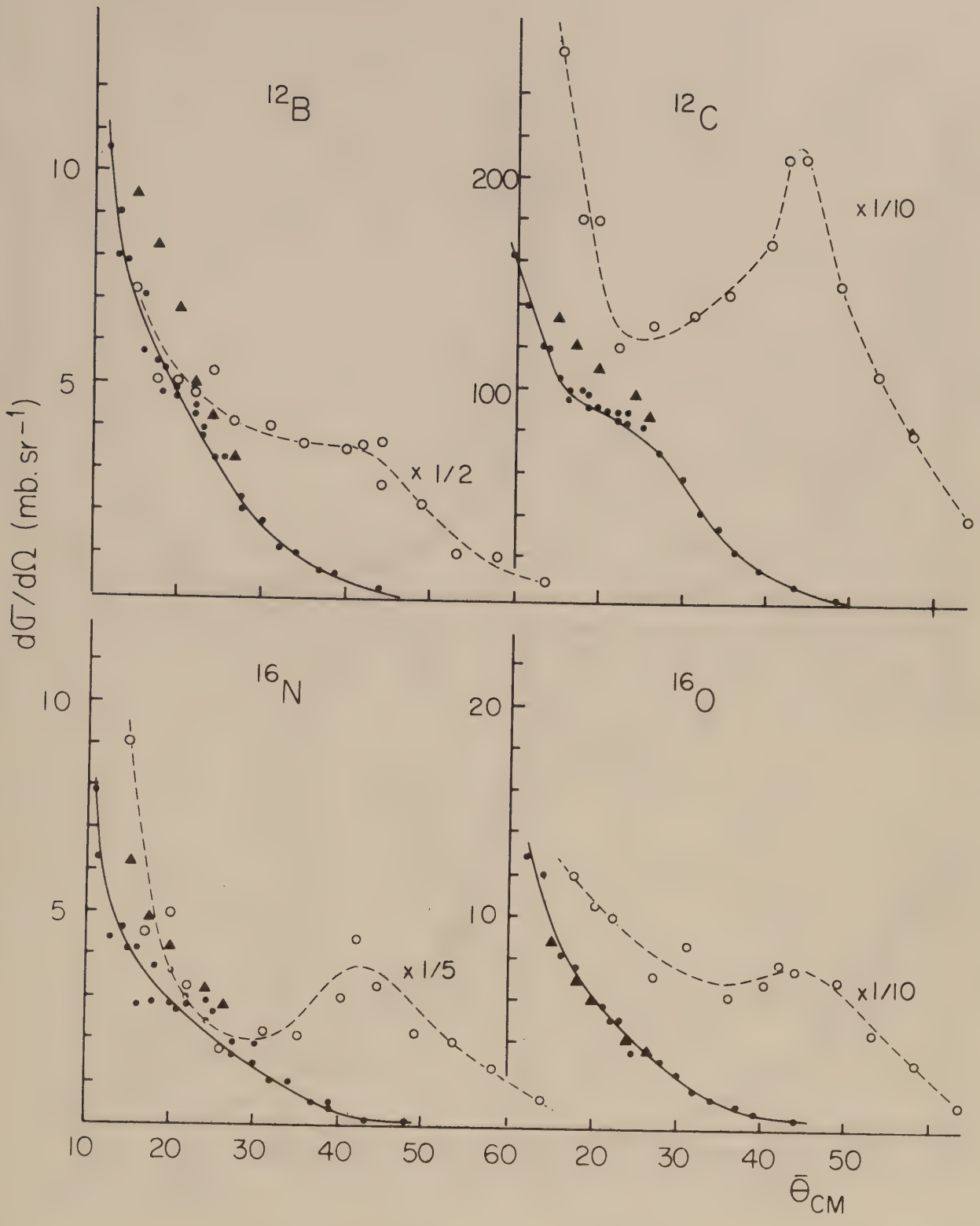



Fig. 41 : Les noyaux différant du projectile par deux nucléons

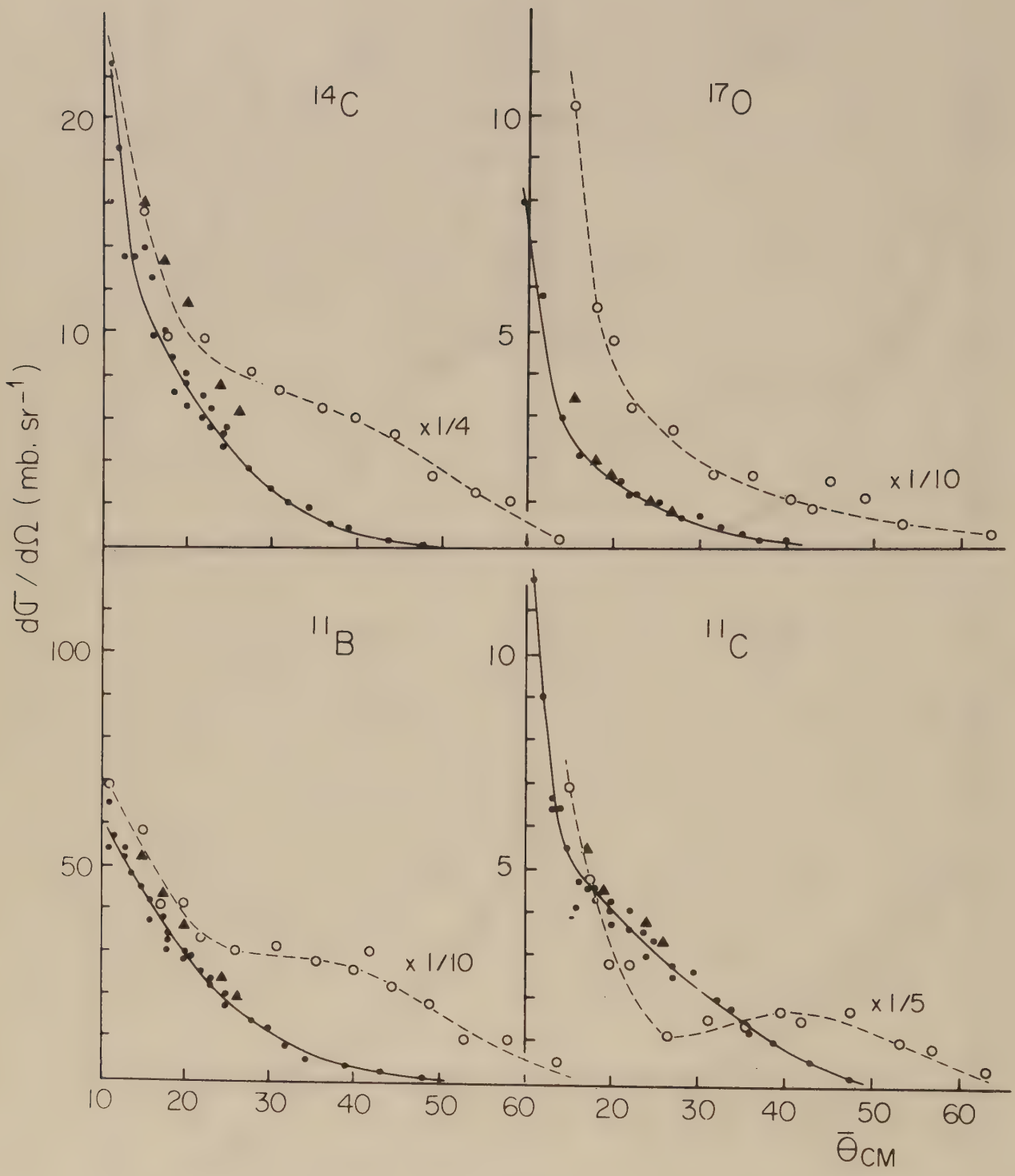



Fig. 42 : Le noyau résultant de l'échange de charge et les noyaux différant du projectile par trois nucléons.

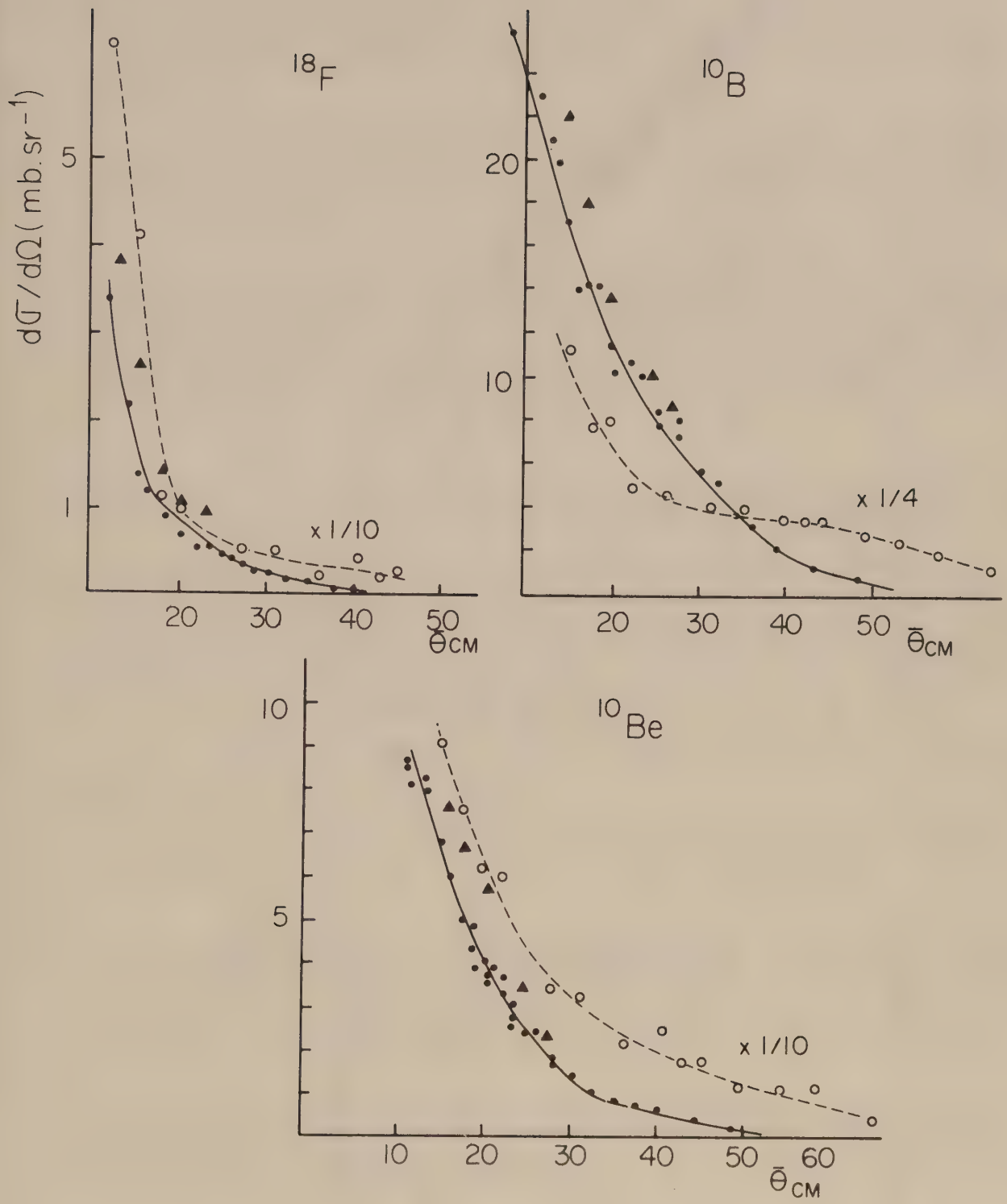



Fig. 43 : Les noyaux différant du projectile par quatre nucléons.

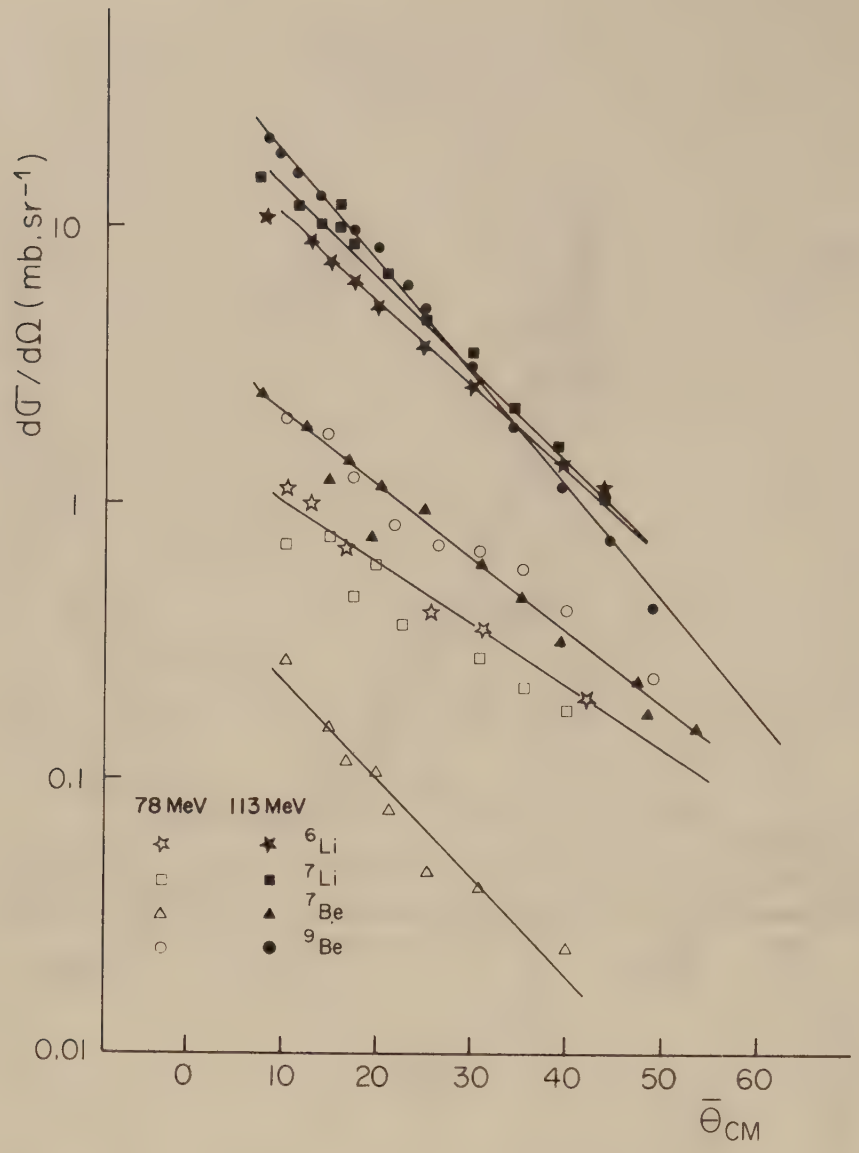



Fig. 44 : Tous les produits légers.

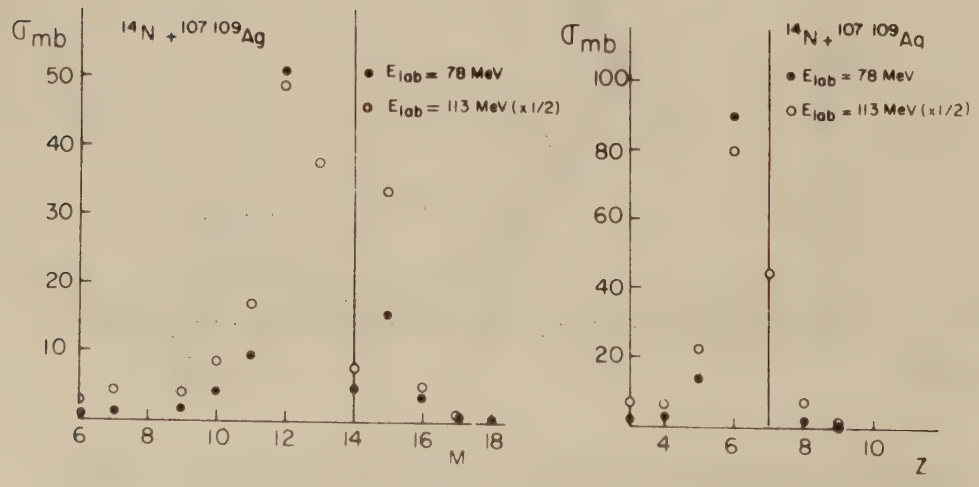



Fig. 45 : Sections efficaces globales des produits de réaction exprimées en fonction de leur masse M et de leur charge Z.

La tendance observée entre la répartition angulaire des noyaux se différenciant du projectile par un seul nucléon puis par deux nucléons se manifeste encore plus nettement lorsque l'on considère les noyaux $^{14}C$, $^{17}O$, $^{11}B$, $^{11}C$ (figure 42);même sur les distributions obtenues à partir du projectile accéléré à 78 MeV on ne peut plus mettre en évidence de maxima bien marqués ; on note tout juste une rupture de pente des décroissances au voisinage de la direction où étaient précédemment mis en évidence ces maxima.

Sur les distributions angulaires des noyaux obtenus à partir des irradiations à plus haute énergie, nous ne pouvons même pas soupçonner l'existence de ces discontinuités.

Sur la figure 43 les répartitions angulaires des noyaux $^{10}Be$ et $^{18}F$ obtenues pour les deux conditions d'irradiation sont très semblables : la section efficace différentielle décroît constamment pour des directions de détection de plus en plus éloignées de la direction du projectile. Pour le noyau $^{10}B$ on retrouve une situation analogue à celle observée pour les noyaux $^{14}C$ et $^{11}B$.

Enfin, pour les noyaux $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{7}Be$, $^{9}Be$, les distributions angulaires obtenues à partir des deux énergies incidentes ont des allures très voisines. On retrouve comme pour les mêmes produits formés à partir du projectile $^{12}C$ une certaine dépendance linéaire entre le logarithme de la section efficace différentielle et l'angle de détection. Pour les différents produits, il ne semble pas que l'on puisse corréler de façon univoque la variation de pente des distributions avec l'énergie incidente : avec l'augmentation de l'énergie du projectile la pente des distributions des produits $^{6}Li$, $^{7}Li$, $^{9}Be$ semble augmenter alors qu'elle diminue pour le noyau $^{7}Be$.

Toutes les distributions angulaires différentielles ont été intégrées sur $\theta$ et $\phi$ (Voir Tableau 6). L'intégration sur $\theta$ est limitée aux angles supérieurs à 8° lorsque le projectile est accéléré à 78 MeV et 10° pour l'énergie incidente de 113 MeV.

Rappelons que l'épaisseur du détecteur de transmission engendre un seuil de détection interdisant la mesure des noyaux N, O, F les moins énergétiques. La perte qui en résulte n'est pas négligeable pour les directions de mesure les plus proches de la direction incidente. Les valeurs des sections efficaces que nous donnons pour N mais surtout pour O et F sont donc mesurées par défaut. Toutefois, d'après l'allure des spectres enregistrés au voisinage de 10° nous ne pensons pas perdre ainsi plus de 20 à 30% de la section efficace différentielle, ce qui, compte tenu du facteur en sin $\theta$, représente un pourcentage moindre sur la section efficace intégrée.

L'étude du rapport des sections efficaces mesurées à partir des expériences réalisées aux deux énergies incidentes montre une tendance générale à l'augmentation des sections efficaces avec l'énergie incidente.

On peut observer (Voir Tableau 6) une certaine relation entre le facteur d'accroissement en fonction de l'énergie et la nature du noyau détecté : ce facteur est d'autant plus grand que le noyau produit diffère plus du noyau projectile.

Nous avons porté sur la Figure 45 les sections efficaces globales des différents isobares en fonction de la masse M du produit détecté. A l'exclusion des échanges d'un seul nucléon pour lesquels les gains sont aussi probables que les pertes, on constate ensuite un net avantage pour les pertes de plusieurs nucléons par rapport aux gains. On peut remarquer la plus grande section efficace des isobares de masse 12 par rapport à ceux de masse 13 : les faibles énergies de liaison du dernier proton lié dans $^{13}N$ et du neutron dans $^{13}C$ expliquent ce résultat.

La représentation (figure 45) des sections efficaces globales en fonction de l'identité de l'élément détecté met nettement en évidence l'effet Coulombien défavorisant la formation de noyaux de Z supérieur à celui du projectile et favorisant inversement l'apparition des noyaux de Z inférieur.

TABLEAU 6

Sections efficaces (mb) des produits résultant de l'irradiation d'une cible d'argent naturel par des noyaux $^{14}N$ (78 et 113 MeV).

| Z | M | seuil de détection (MeV) | $\sigma$(78 MeV) (mb) | seuil de détection (MeV) | $\sigma$ (113 MeV) (mb) | $\frac{\sigma(113\ MeV)}{\sigma(78\ MeV)}$ | Nombre de nucléons transférés | $Q_o$ (avec $^{109}Ag$)(MeV) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Li | 6 | 12 | 0.96 | 16 | 5.71 | 5.9 | -4p -4n | 11.4 |
| | 7 | | 0.83 | | 7.26 | 8.8 | -4p -3n | 13.8 |
| Be | 7 | 18 | 0.11 | 25 | 1.35 | 12.3 | -3p -4n | 10.1 |
| | 9 | | 1.67 | | 7.7 | 4.6 | -3p -2n | 6.6 |
| | 10 | | 0.87 | | 3.93 | 4.5 | -3p -n | 10.1 |
| B | 10 | 26 | 3.29 | 34 | 12.8 | 3.9 | -2p -2n | 8.6 |
| | 11 | | 8.15 | | 27.7 | 3.4 | -2p -n | 6.5 |
| | 12 | | 2.1 | | 4.05 | 1.9 | -2p | 11.1 |
| C | 11 | 34 | 1.28 | 43 | 6.07 | 4.8 | -p -2n | 5.9 |
| | 12 | | 48.5 | | 93.6 | 1.9 | -p -n | -3.4 |
| | 13 | | 34.2 | | 51.9 | 1.5 | -p | -1.4 |
| | 14 | | 4.86 | | 7.69 | 1.6 | -p +n | 0.3 |
| N | 13 | 42 | 14(extra-pole) | 53 | 23 | 1.8 | -n | 3.7 |
| | 15 | | 34.3 | | 62.3 | | +n | -1.7 |
| | 16 | | 2.19 | | 3.76 | 1.7 | +2n | 3.1 |
| O | 15 | 51 | 1.66 | 64 | 5.18 | 3.1 | +p | -0.8 |
| | 16 | | 1.12 | | 6.72 | 6.0 | +p +n | -9.5 |
| | 17 | | 0.8 | | 1.84 | 2.3 | +p +2n | -4.9 |
| F | 18 | 60 | 0.21 | 75 | 1.12 | 5.4 | +2p +2n | 1.1 |
| TOTAL : | | | 161 mb | | 334 mb | | | |

H/ Influence de la nature de la cible ; Comparaison entre les mesures effectuées sur la cible $^{107-109}Ag$ et la cible $^{109}Ag$.

Cinq mesures réalisées dans l'intervalle $12° < \theta < 25°$ à partir du système ($^{14}N$(113 MeV)$^{109}Ag$) permettent de montrer l'influence de la nature de la cible. Nous notons sur les figures 40 à 43 une section efficace de production des différents noyaux presque toujours supérieure pour la cible de l'isotope séparé $^{109}Ag$. A cette tendance font cependant exception les noyaux $^{16}O$, $^{17}O$ et $^{11}C$ pour lesquels les sections efficaces sont sensiblement égales quelle que soit la nature de la cible irradiée.

Ces résultats peuvent être expliqués en considérant le bilan des masses de chaque réaction à partir de l'un et l'autre des isotopes $^{107}Ag$, $^{109}Ag$ (Tableau 5) : tous les bilans de masse sont favorables à la réaction à partir de l'isotope $^{109}Ag$ exception faite pour la production des noyaux : $^{16}O$, $^{17}O$, $^{11}C$, $^{13}N$ et $^{15}O$. Pour les trois premiers, le bilan est le même à partir de l'un ou l'autre des deux isotopes de l'argent et pour les deux derniers la réaction est légèrement défavorisée à partir de l'isotope $^{109}Ag$.

Sauf pour le noyau $^{15}O$, il y a donc un excellent accord entre les résultats expérimentaux et ce que permet de prévoir les bilans de masse (nous n'avons pas de résultats expérimentaux concernant le noyau $^{13}N$). Nous confirmons ainsi les résultats obtenus par Pomorski et al (23) sur des cibles $^{90}Zr$, $^{92}Zr$, $^{94}Zr$ bombardées par des noyaux $^{15}N$. Ces auteurs ont mesuré, à partir des isotopes $^{92}Zr$ et $^{94}Zr$, des sections efficaces de production de noyaux $^{17}N$ six et huit fois supérieures à celle obtenue avec la cible $^{90}Zr$. La couche magique à 50 neutrons dans $^{90}Zr$ est un obstacle à la libération, au profil du projectile, des deux neutrons très liés à la cible.

Entre les deux isotopes $^{92}Zr$ et $^{94}Zr$ la différence de production des noyaux $^{17}N$ est faible : la réaction à partir de l'isotope $^{94}Zr$ est légèrement moins endoénergétique, ce qui la favorise effectivement.

*C H A P I T R E  III*

# INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. MISE EN EVIDENCE DE DEUX MECANISMES POUR LES REACTIONS DE SURFACE.

Quelles que soient la nature et l'énergie du projectile induisant les réactions étudiées on peut dégager des résultats expérimentaux un certain nombre de tendances qui nous permettront de définir de façon plus ou moins précise les mécanismes qui conduisent à la production des noyaux observés.

Le premier aspect intéressant de ces réactions a été mis en évidence par l'expression des spectres des différents produits en fonction du bilan cinématique de la réaction. Rappelons que pour constituer ce bilan il a été fait l'hypothèse que la quantité de matière, dont diffère le noyau léger détecté du noyau projectile, est échangée avec le noyau cible et qu'il n'y a donc que deux corps après réaction.

L'énergie de recul du noyau lourd n'a pas été mesurée mais déduite de celle du noyau léger à travers les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie.

Le fait de retrouver pour certains évènements et au bilan des masses près la même énergie cinétique totale de translation dans la voie de sortie que dans la voie incidente constitue la preuve que, d'une part, l'échange de matière entre les noyaux interagissant a bien lieu et que, d'autre part, la réaction est une réaction quasi élastique (on ne peut pas seulement employer le terme élastique à cause de la différence d'identité des noyaux entre la voie d'entrée et la voie de sortie, et du bilan des masses).

Un résultat voisin est atteint par tous les évènements dont $(Q-Q_0)$ n'est plus tout à fait nul. Dans certains cas il a pu être montré que l'énergie résiduelle est sensiblement la même que l'énergie d'excitation correspondant à un niveau connu du noyau léger. Cependant, pour la majorité des évènements détectés, la mise en évidence des niveaux d'excitation du noyau léger n'a pu être atteinte par suite des conditions expérimentales de résolution énergétique. Rappelons également qu'il n'est pas possible de mettre en évidence les niveaux des noyaux lourds résiduels.

## I. ETUDE DU TRANSFERT QUASI ELASTIQUE.

Tous les évènements, pour lesquels la valeur $(Q-Q_0)$ est nulle ou tout du moins faible ($\lesssim$ 10 MeV) sont caractérisés par des distributions angulaires présentant un maximum. Il est aisé d'expliquer l'origine de ce maximum, du moins de façon qualitative, lorsqu'est connu le caractère de quasi élasticité de la réaction.

La valeur élevée du paramètre de Sommerfeld ($12<Z_1Z_2e^2/\hbar v<22$) nous autorise à considérer le problème de la diffusion élastique sous son aspect classique, en terme de trajectoires.

Le projectile s'approche du noyau cible sur une trajectoire de Rutherford ; à la distance minimale d'approche, trois phénomènes peuvent se produire selon l'importance du recouvrement des fonctions d'onde des deux noyaux :

- lorsque le recouvrement est très important il y a fusion des deux noyaux en un noyau composé ;
- lorsque le recouvrement est nul ou faible, le noyau léger, ou bien subit une diffusion élastique sans aucune modification, ou bien après une interaction nucléaire faible atteint un niveau excité sans que la trajectoire soit fortement perturbée ;

- Enfin, la zone de recouvrement intermédiaire permet à un seul ou à un nombre limité de nucléons, soit de changer de noyau, soit d'être libérés.

Dans les deux derniers cas le noyau subissant le champ de Coulomb se trouve ensuite engagé sur une trajectoire de sortie comparable à la trajectoire d'entrée. Cette trajectoire est sensiblement la symétrique de la trajectoire d'entrée, par rapport à l'axe portant le centre du noyau cible et le point de distance minimale d'approche, lorsqu'il n'y a pas eu échange de particule chargée ; dans le cas contraire elle est plus ouverte que la précédente lorsque le projectile a perdu une ou plusieurs charges, plus fermée lorsqu'il a gagné une ou plusieurs charges (figure 46).

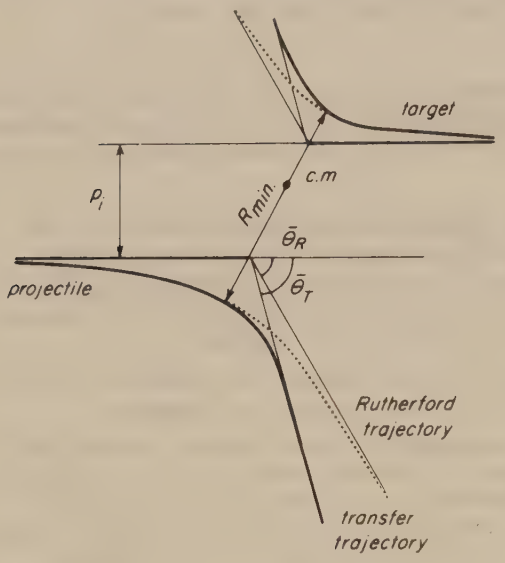



Fig. 46 : Schéma exprimant l'effet d'un gain de charge par réaction de transfert sur les trajectoires des produits.

La réaction de transfert se trouve plus particulièrement observée pour le paramètre d'impact qui définit, pour une énergie donnée, la distance minimale d'approche à laquelle les conditions sont les plus favorables. Ceci correspond également à un angle préférentiel puisqu'une valeur donnée de ce paramètre d'impact impose un angle pour la trajectoire de diffusion élastique Coulombienne.

Pour les faibles paramètres d'impact, donc les grands angles de diffusion Coulombienne, la distance minimale d'approche calculée, $R_{min}$, est très inférieure à la somme des rayons nucléaires ; les conditions sont réalisées, lorsque l'énergie dépasse la barrière Coulombienne, pour conduire à la création du noyau composé.

Pour les grands paramètres d'impact, la diffusion a lieu aux petits angles et la distance minimale d'approche est bien supérieure à la somme des rayons des noyaux de sorte qu'aucune interaction nucléaire n'a lieu.

On conçoit qu'une situation intermédiaire existe, pour laquelle $R_{min}$ est voisin de la somme des rayons nucléaires et, par conséquent, un phénomène nucléaire peut intervenir au contact des surfaces des deux noyaux. Le nouveau noyau léger doit apparaître à un angle préférentiel que l'on peut déduire, en première approximation, du simple calcul des diffusions Coulombiennes.

Le maximum dans les distributions angulaires se trouve ainsi très grossièrement justifié ; son emplacement est défini à la fois par les charges $Z_1$ et $Z_2$ des noyaux interagissant et par l'énergie du projectile. Pour un même système mais à des énergies incidentes différentes la même distance d'approche privilégiée pour observer le phénomène de transfert sera atteinte avec une déviation angulaire d'autant plus faible que le projectile sera plus énergétique (sur l'argent pour $E_{^{14}N}$ = 78 MeV, $\bar{\theta}_{CM}$ = 45° et pour $E_{^{14}N}$ = 113 MeV, $\bar{\theta}_{CM}$ = 27°).

L'influence de la charge s'est clairement manifestée lorsque l'on a comparé, pour la même énergie du projectile, la position des maxima des distributions des noyaux ayant échangé un neutron d'une part et un proton de l'autre. Pour une même distance minimale d'approche le noyau ayant gagné un proton se trouve plus défléchi dans la voie de sortie que celui qui a gardé le même Z, et, a fortiori, que celui qui a perdu une charge.

Il nous a semblé intéressant d'estimer la distance minimale d'approche $\bar{R}_{min}$ la plus favorable aux transferts de certains nucléons. Pour cela la probabilité $(d\sigma/R_{min}.dR_{min})$ de voir la réaction se réalise à la distance $R_{min}$ a été déterminée par la relation (18) :

$$d\sigma/(R_{min}.dR_{min}) = (1/R_{min})\ (d\sigma/d\Omega)_{CM}(d\Omega/d\theta)_{CM}(d\theta_{CM}/dR_{min})$$

où $\Omega$ représente l'angle solide de détection, $\theta_{CM}$ la direction de détection dans le système du centre de masse et où :

$$R_{min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{CM}} (1+1/(\sin\theta_{CM}/2))$$

avec $Z_1$ et $Z_2$ les numéros atomiques des noyaux et $E_{CM}$ l'énergie cinétique du système.

En fait, une telle expression n'est applicable en toute rigueur qu'à la diffusion élastique elle-même. Nous devons y apporter quelques aménagements pour l'adapter au problème où il y a échange de matière nucléaire.

Nous faisons l'hypothèse que le transfert s'effectue à la distance minimum d'approche, que le recul créé par la particule transférée est négligeable et qu'en conséquence les directions des vecteurs vitesses des noyaux sont inchangées au moment précis du transfert de matière.

Nous tenons compte, d'une part, du fait que pour se réaliser la réaction a demandé une certaine quantité Q d'énergie qui ne se retrouve donc pas dans la voie de sortie sous forme d'énergie cinétique et, d'autre part, de l'éventuelle modification des numéros atomiques des produits.

Nous définissons ainsi l'angle $\theta_{CM}$ comme étant la somme des déviations $(\theta_1/2)_{CM}$ avant transfert et $(\theta_2/2)_{CM}$ après transfert, $(\theta_1/2)_{CM}$ et $(\theta_2/2)_{CM}$ étant reliés à la distance minimale d'approche $R_{min}$ par les équations :

$$R_{min} = (Z_1 Z_2 e^2/2E_{CM}) (1+1/\sin(\theta_1/2)_{CM})$$

$$= (Z_3 Z_4 e^2/2(E_{CM}-Q)) (1+1/\sin(\theta_2/2)_{CM})$$

($Z_3$ et $Z_4$ numéros atomiques des produits restant égaux à $Z_1$ et $Z_2$ pour les transferts de neutron)

On obtient finalement :

$$d\sigma/(R_{min}.dR_{min}) = (\pi/R_{min}) (d\sigma/d\Omega) \sin\theta_{CM}(d\theta_{1CM}/dR_{min}+d\theta_{2CM}/dR_{min})$$

Pour chaque angle $\theta_{CM}$ on calcule ainsi $\theta_{1CM}$, $\theta_{2CM}$, $R_{min}$, $d\theta_{1CM}/dR_{min}$ et $d\theta_{2CM}/dR_{min}$ et on multiplie l'expression de ces différentes variables par la section efficace $(d\sigma/d\Omega)_{CM}$ expérimentale mesurée dans la direction $\theta_{CM}$.

Les distributions obtenues pour $^{11}C$, formé à partir de $^{12}C$, dans l'état fondamental et le premier état excité, mettent en évidence une distance de 11,5 fm comme étant la plus favorable à la réaction. Des distances analogues ont été trouvées pour les transferts voisins (11,5 fm pour $^{13}N$, 11 fm pour $^{13}C$ et $^{11}B$ et 12 fm pour $^{15}O$ formé à partir de $^{14}N$). En termes de rayons nucléaires et en utilisant la relation $R = r_o(A_1^{1/3}+A_2^{1/3})$, ces distances correspondent à des valeurs de $r_o$ comprises entre 1,55 fm et 1,65 fm ; ces valeurs sont les mêmes que celles qu'ont pu déterminer Mc Intyre et al (24), Kaufman et al (25) sur d'autres systèmes voisins.

A ces rayons importants correspond une zone périphérique où la densité de matière nucléaire est faible ; on peut considérer que l'interaction se produit dans les régions où cette densité se trouve inférieure au cinquième de la densité des coeurs (26).

Comme nous l'avons déjà constaté lors des études successives des noyaux différant du projectile d'un, puis de deux et de trois nucléons, l'abondance des évènements produits selon les caractéristiques du transfert quasi-élastique diminue très rapidement lorsque le nombre de nucléons échangés augmente.

Kaufmann et al (25) n'ont mis en évidence les caractéristiques de quasi-élasticité que lors des transferts d'un seul nucléon alors que Volkov et al (21-23) retrouvent également cet effet pour les transferts de deux neutrons ($^{15}N \rightarrow {}^{17}N$) ou de deux protons plus un neutron ($^{12}C \rightarrow {}^{9}Be$). Il apparaît une certaine contradiction entre tous ces résultats ; nous pouvons en donner l'explication au vu des mesures que nous avons effectuées sur le même système mais à deux énergies différentes.

Lorsque l'énergie incidente diminue, une même distance minimale d'approche est atteinte pour des paramètres d'impact de plus en plus petits, c'est-à-dire pour des angles de diffusion Rutherford de plus en plus grands. Pour ces angles, les autres processus réactionnels, généralement favorisés vers l'avant, ne sont pas visibles. Ces conditions sont donc plus favorables pour la mesure du phénomène quasi élastique. De plus, comme nous le verrons de façon détaillée par la suite, l'importance du processus quasi élastique par rapport à l'ensemble des évènements détectés est d'autant plus grande que l'énergie incidente est plus faible.

Pour ces deux raisons, les distributions angulaires réalisées sur les spectres intégrés sur toute l'énergie des produits laissent d'autant mieux apparaître le processus quasi élastique que l'énergie disponible au-dessus de la barrière coulombienne est faible.

Les maxima des distributions angulaires des noyaux $^{15}N$, $^{13}C$, $^{15}O$ issus du projectile $^{14}N$ sont beaucoup plus marqués à l'énergie incidente de 78 MeV qu'à 113 MeV. Cet effet est encore plus accentué sur les distributions de $^{12}B$, $^{12}C$, $^{16}O$, $^{16}N$, $^{14}C$, $^{11}B$, et $^{11}C$ pour lesquelles des maxima ou tout du moins des méplats ne sont visibles que pour l'énergie incidente de 78 MeV. Cependant nous avons pu montrer, en ne considérant dans les spectres en énergie que la partie où la réaction a un caractère quasi élastique, que des maxima existent dans les distributions angulaires réalisées à partir des deux énergies du projectile.

Avec des projectiles accélérés à 10 MeV/nucléon et sans une étude approfondie des spectres en énergie Kaufmann et Wolfgang (25) étaient dans l'impossibilité expérimentale de mettre en évidence ce qu'ont pu voir Volkov et al (23) sur un système sensiblement identique mais avec des projectiles seulement accélérés à 6 ou 7 MeV par nucléon.

Après cette approche classique du phénomène de transfert quasi élastique nous allons montrer comment un traitement quantique plus élaboré peut rendre compte des résultats expérimentaux (27).

Nous allons d'abord évoquer les difficultés qui s'opposent à la réalisation pratique d'un traitement conventionnel basé sur l'approximation de Born des ondes distordues (D.W.B.A.), puis nous essaierons de montrer comment ces difficultés sont surmontées en réalisant une approximation supplémentaire que nous analyserons de façon détaillée.

La réaction de transfert peut être représentée schématiquement :

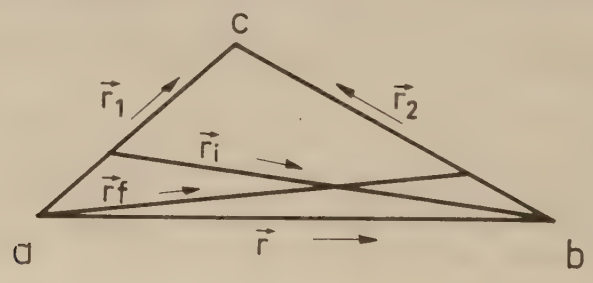
$$(a+c) + b \rightarrow (b+c) + a$$

où c représente le nucléon ou groupe de nucléons initialement lié au coeur a avec lequel il constitue le projectile et b représente la cible.

L'expression en D.W.B.A. de la matrice de transition dans la représentation de l'"état final" (ce que les anglo-saxons dénomment "Post representation") est donnée par (28) :

$$T_{fi} = \int d^3\vec{r} \int d^3\vec{r}_1 \; \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f,\vec{r}_f)\; U_f^*(\vec{r}_2)\; V_{ac}(\vec{r}_1)\; U_i(\vec{r}_1)\; \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i,\vec{r}_i) \qquad (1)$$

où comme le montre le schéma qui suit, $\vec{r}$ est le vecteur coordonnée relative entre les coeurs a et b et $\vec{r}_1$ la coordonnée de c relative à a, $\vec{r}_2$ la coordonnée de c relative à b.



$$\vec{r}_2 = \vec{r}_1 - \vec{r}$$

$$\vec{r}_f = \vec{r} + \frac{\vec{r}_2}{A_f} \qquad \text{avec} \quad A_f = \frac{m_b+m_c}{m_c} \tag{2}$$

$$\vec{r}_i = \frac{A_i-1}{A_i}\,\vec{r} - \frac{\vec{r}_2}{A_i} \qquad \text{avec} \quad A_i = \frac{m_a+m_c}{m_c} \tag{3}$$

$m_a$, $m_b$, $m_c$ : les masses des corps a, b et c respectivement.

$\chi_i^{(+)}(\vec{k}_i,\vec{r}_i)$ et $\chi_f^{(-)}(\vec{k}_f,\vec{r}_f)$ sont les fonctions d'onde distordues du mouvement relatif dans l'état initial i et l'état final f.

$U_i(\vec{r}_1)$ et $U_f(\vec{r}_2)$ sont les fonctions d'onde d'état lié de c dans les noyaux (a+c) et (b+c).

L'évaluation de l'amplitude de transition (équation 1) requiert le calcul d'une intégrale sextuple (29). Aussi, le calcul complet n'a pu être mené à bien par Kammuri et Yoshida (30) que dans quelques cas où les réactions ont lieu à des énergies incidentes voisines de la barrière Coulombienne sur des noyaux assez légers (Al). Ainsi le nombre d'ondes partielles qui contribuent de façon non négligeable à l'amplitude de transition n'est pas très important et la réalisation numérique ne pose pas de trop gros problèmes.

Il n'en est évidemment plus de même lorsque, et tel est notre cas, l'énergie incidente dépasse la barrière Coulombienne de plusieurs dizaines de MeV et que la masse de la cible est grande. Des approximations sont alors nécessaires pour pouvoir simplifier la résolution numérique.

Deux d'entre elles peuvent tout d'abord permettre de réduire l'intégrale sextuple (1) en deux intégrales triples :

i) La première approximation consiste à négliger les effets de recul dus au nucléon transféré. On peut en effet considérer $m_c$ petit vis-à-vis de $m_a$ et $m_b$ et en conséquence éliminer dans les expressions de $r_i$ et $r_f$ (2 et 3) les termes proportionnels à $(A_i)^{-1}$ et $(A_f)^{-1}$. Les ondes distordues ne dépendent plus dans ces conditions que de la seule variable $\vec{r}$ et l'expression (1) peut s'écrire :

$$T_{f_i} = \int d^3\vec{r}\; \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f,\vec{r})\; \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i,\vec{r})\; G_{if}(\vec{r}) \tag{4}$$

où

$$G_{if}(\vec{r}_1) = \int d^3\vec{r}_1\; U_f^*(\vec{r}_2)\; V_{a_c}(\vec{r}_1)\; U_i(\vec{r}_1) \tag{5}$$

ii) Tenant compte du fait que les collisions à faible paramètre d'impact conduisent à des voies de sortie autres que le transfert, seulement une bonne connaissance des fonctions d'onde nucléaires à la surface du noyau est nécessaire pour traiter le problème du transfert. La deuxième approximation consiste donc à négliger la partie des fonctions d'onde décrivant l'intérieur du noyau en utilisant leurs formes asymptotiques pour r grand : ce sont des fonctions sphériques de Hankel. (31, 32).

$$U_f(\vec{r}_2) \sim N_2 h_{\ell_2}(i\beta|\vec{r}_2|)\; Y_{\ell_2\lambda_2}(\hat{r}_2) \tag{6}$$

où $N_2$ est une constante de normalisation
$h_{\ell_2}$ la fonction sphérique de Hankel
$\beta$ un paramètre relié à l'énergie de liaison $\varepsilon$ de c dans b par $\beta=(2m\varepsilon h^{-2})^{1/2}$
$\hat{r}_2$ un vecteur unité le long de $\vec{r}_2$.

Cette fonction de Hankel (6) qui dépend des deux variables $\vec{r}$ et $\vec{r}_1$ ($\vec{r}_2 = \vec{r}_1 - \vec{r}$) peut être réduite, par un théorème d'addition, à un produit de deux fonctions à variables séparées.

Suivant Buttle et Goldfarb (28), Danos et Maximom (33), l'expression (6) peut s'écrire pour $r > r_1$ :

$$U_f(\vec{r}_2) = N_2\sqrt{4\pi} \sum_{\ell\ell'\lambda\lambda'} (-)^{1/2(\ell_2+\ell-\ell')} \hat{\ell}\hat{\ell}_2/\hat{\ell}'(\ell_\lambda,\ell_2\lambda_2|\ell'\lambda').(\ell 0,\ell_2 0|\ell' 0)h_\ell(i\beta r)j_{\ell'}(i\beta r_1)$$

$$Y^*_{\ell\lambda}(\hat{r})Y_{\ell'\lambda'}(\hat{r_1})$$

où $\hat{\ell} = (2\ell+1)^{1/2}$

La condition $r > r_1$ est certainement réalisée car $r > r_a + r_b$, et les contributions où $r < r_1$ sont négligeables en raison de la portée du potentiel d'interaction $V_{ac}$.

Quant à l'état lié de c dans la voie initiale il est traduit par :

$$U_i(\vec{r}_1) \sim U_{\ell_1}(r_1)\, Y_{\ell_1\lambda_1}(\hat{r_1})$$

Les approximations faites précédemment permettent d'obtenir l'expression de l'amplitude de transition sous la forme d'un produit de deux intégrales triples. Pour un nucléon transféré c caractérisé dans la voie initiale par les nombres quantiques $\ell_1$, $j_1$ et dans la voie finale par $\ell_2$ et $j_2$ la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi m_i m_f/(2\pi\hbar^2)^2\; k_f/k_i\; (2a_2+1)/(2c_2+1)\; (2J_2+1) \cdot \theta^{(1)2}_{j_1\ell_1}\, \theta^{(2)2}_{j_2\ell_2}\, |A\ell_1|^2 |N_2|^2$$

$$\sum_{\ell\lambda}(J_1\tfrac{1}{2},\ell_0|J_2\tfrac{1}{2})^2\; |T_{\ell\lambda}(\theta)|^2$$

où $m_i$ et $m_f$ sont les masses réduites dans les voies i et f,

$k_i$ et $k_f$ les quantités de mouvement,

$a_2$ et $c_2$ les spins des noyaux b et (b+c),

$\theta^{(1)}_{j_1\ell_1}$ $\theta^{(2)}_{j_2\ell_2}$ sont les facteurs spectroscopiques décrivant les états liés de la particule transférée dans chacun des deux coeurs.

$A\ell_1$ est l'intégrale sur la coordonnée $\vec{r}_1$

$T_{\ell\lambda}(\theta)$ l'intégrale sur la coordonnée $\vec{r}$.

$$A\ell_1 \equiv \int_0^\infty r_1^2 dr_1 j^*_{\ell_1}(i\beta r_1)\, V_{ac}(r_1)\, U_{\ell_1}(r_1) \qquad (9)$$

$$T_{\ell\lambda}(\theta) \equiv \int d\vec{r}\, \chi^{(-)*}(\vec{k}_f,\vec{r})\; h^{(1)*}_\ell(i\beta r) Y_{\ell\lambda}(\hat{r})\; \chi^{(+)}(\vec{k}_i,\vec{r}) \qquad (10)$$

Les valeurs de $\ell$ sont soumises aux restrictions :

$$|\ell_1-\ell_2| \leq \ell \leq |\ell_1+\ell_2|$$

$$|j_1-j_2| \leq \ell \leq |j_1+j_2|$$

$$(-)^{\ell_1+\ell_2} = (-)^{\ell}$$

Des calculs ont été ainsi réalisés par plusieurs auteurs sur des systèmes où cibles et projectiles ne dépassent pas la masse 20 (34,35,36). En de tels exemples, bien que l'énergie des projectiles soit assez élevée, la masse de la cible étant de l'ordre de celle du projectile, le nombre d'ondes partielles prises en considération reste raisonnable et le calcul conserve une ampleur limitée. La situation est totalement différente pour les expériences que nous avons réalisées sur des cibles d'argent ; le nombre

d'ondes partielles décrivant le système devient élevé et il n'est plus possible de calculer la solution exacte de l'équation de Schrödinger pour chacune de ces ondes. Pour surmonter cette difficulté nous avons fait appel à un calcul approché proposé en diffusion élastique et à grande énergie par Glauber (37) et adapté aux réactions de transfert quasi élastiques par Da Silveira (38).

Analyse de l'approximation proposée par Glauber (39).
(Approximation des grandes énergies, valable pour l'analyse aux petits angles)

Au lieu de calculer de façon exacte les ondes distordues, Glauber propose de leur donner une forme analytique approchée lorsque les deux conditions suivantes sont remplies :

à savoir $ka \gg 1$ où k est l'impulsion, E est l'énergie incidente et
et $V/E \ll 1$ V est le potentiel d'interaction de portée a.

Notons que si ces deux conditions doivent être séparément remplies il n'existe aucune contrainte sur la valeur $Va/\hbar v$ produit des deux expressions précédentes. La méthode d'approximation peut donc aussi bien s'appliquer là où $Va/\hbar v \gg 1$, c'est-à-dire là où le traitement classique est valable, que pour $Va/\hbar v \ll 1$, c'est-à-dire dans le domaine de l'approximation de Born.

Une solution de la forme :

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}}\,\phi(\vec{r}) \qquad (11)$$

est recherchée pour l'équation de Schrödinger, avec $\phi(\vec{r})$ variant lentement par rapport à $e^{i\vec{k}\vec{r}}$; cette condition est réalisée lorsque la variation de $\phi(\vec{r})$ reste lente dans un domaine d'extension supérieure à $1/k = \lambda\!\!\!^{-}$.

En partant de la solution de l'équation de Schrödinger sous sa forme intégrale :

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}} - \frac{2m}{4\pi\hbar^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}\, V(\vec{r}')\psi(\vec{r}')\, d\vec{r}' \qquad (12)$$

en remplaçant dans (11) $\psi(\vec{r})$ par sa valeur (12) et en posant $\vec{r}-\vec{r}' = \vec{R}$ il vient :

$$\phi(\vec{r}) = 1 - \frac{2m}{4\pi\hbar^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i(kR-\vec{k}.\vec{R})}}{R}\, V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R})d\vec{R} \qquad (13)$$

En passant dans un système de coordonnées sphériques avec pour direction du vecteur $\vec{k}$ l'axe z :

$$d\vec{R} = R^2 dR d\phi d\mu \quad \text{et} \quad \mu = \cos(\vec{k},\vec{R})$$

et en intégrant (13) sur $\mu$ il vient :

$$\phi(\vec{r}) = 1 - \frac{2m}{4\pi\hbar^2}\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{R} dR \left\{ \left[ e^{ikR(1-\mu)}\, V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R}) \right]_{-1}^{+1} - \int_{-1}^{+1} e^{ikR(1-\mu)} \left[ V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R}) \right]' d\mu \right\} \qquad (14)$$

On peut obtenir de cette expression une valeur approchée. Rappelons que par hypothèse :

- $\phi(\vec{r})$ varie lentement dans le domaine $d > \lambda$,
- $ka \gg 1$ soit $a > \lambda$ implique que $V(\vec{r})$ varie lentement dans un domaine $a > \lambda$.

On peut donc être assuré que le produit $V(\vec{r}).\phi(\vec{r})$ varie lentement dans le même domaine.

i) Considérons tout d'abord le premier terme de l'expression (14) :

- Quand $\mu = -1$, $e^{2ikR}$ oscille un très grand nombre de fois dans le domaine où le produit $V(\vec{r}).\phi(\vec{r})$ reste pratiquement constant ; l'intégrale sur R est donc négligeable ;

- Pour $\mu = 1$ le facteur exponentiel est égal à 1.

La contribution du premier terme à l'intégrale se résume donc à :

$$1 - \frac{i}{\hbar v}\int_0^{\infty} V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R})d\vec{R} \qquad (15)$$

ii) Evaluons le second terme de l'expression (14) :

- Dans le domaine d où $V\phi$ varie lentement, la dérivée $[V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R})]$ est nulle au second ordre près : la contribution de R tel que $0 \leqslant R < d$ est négligeable.

- Pour les contributions $R > d$, comme $d > \lambda$ il résulte que $R \gg \lambda$ soit $kR \gg 1$. L'intégrale sur $\mu$ peut être évaluée asymptotiquement.

Par des intégrations par parties successives on obtient des termes en $1/kR$ de puissances de plus en plus élevées : ces contributions sont négligeables. Le second terme est donc négligeable.

On obtient finalement pour $\phi(\vec{r})$ l'expression (15) avec $\vec{R}//\vec{k}//\widehat{K}$ (vecteur unité de l'axe z).

Les composantes de $\vec{r}$, $\vec{R}$ et $(\vec{r}-\vec{R})$ étant $\vec{r}$ (x,y,z), $\vec{R}$(0,0,z), $(\vec{r}-\vec{R})$ (x,y,z-R), posant z-R = z', on peut écrire :

$$\int_0^{\infty} V(\vec{r}-\vec{R})\phi(\vec{r}-\vec{R})d\vec{R} = \int_{-\infty}^{z} V(x,y,z')\phi(x,y,z')dz'.$$

De (15) on peut tirer

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -i/\hbar v\ V(x,y,z)\phi\ (x,y,z)$$

et

$$\phi(\vec{r}) = e^{-i/\hbar v \int_{-\infty}^{z} V(r)dz'} \qquad (16)$$

Les fonctions d'onde $\psi(\vec{r})$ sont donc de la forme :

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}.\vec{r}-i/\hbar v \int_{-\infty}^{z} V(r)dz'} \qquad (17)$$

Pour arriver à ce résultat nous avons dû nous plier aux deux conditions :

$ka \gg 1$ et $\phi(\vec{r})$ variant lentement dans un domaine supérieur à $\lambda$,

soit : $\hbar v/V >> \hbar$

soit : $V << mv^2 \sim E$

Nous pouvons maintenant examiner comment Da Silveira (38) a pu obtenir, à partir de la forme approchée des fonctions d'onde (équation 17), une expression analytique très simple de la distribution angulaire des produits de transfert.

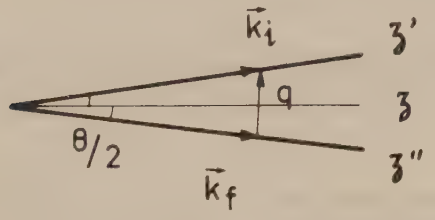
Reprenons dans l'expression 8 exprimant la section efficace différentielle de réaction, la partie dépendant de l'angle de diffusion $\theta$ (équation 10) ; remplaçons $\chi_i$ et $\chi_f$ par leurs expressions approchées :

$$\chi_i^{(+)} = e^{i\vec{k}_i.\vec{r}_i - (i/\hbar v)\int_{-\infty}^{z'} V_{ab}(\vec{r})\,dz'} \qquad (18)$$

$$\chi_f^{(-)} = e^{i\vec{k}_f.\vec{r}_f - (i/\hbar v)\int_{z''}^{+\infty} V_{ab}(\vec{r})\,dz''} \qquad (19)$$

les directions z' et z" étant respectivement celles des vecteurs $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$.

L'expression du produit $\chi_i^{(+)} \cdot \chi_f^{(-)}$ peut être simplifiée en considérant le transfert de moment angulaire comme restant faible ; on peut alors remplacer les axes z' et z" par un axe dont la direction z est moyenne entre celles de z' et z".




Si $(\vec{z}', \vec{z}'') = \theta$ angle de diffusion, $(\vec{z}', \vec{z}) = (\vec{z}, \vec{z}'') = \theta/2$. Ainsi,

$$\chi_i^{(+)} \cdot (\chi_f)^{(-)} = e^{i\vec{r}.(\vec{k}_i - \vec{k}_f)} \cdot e^{-(i/\hbar v)\int_{-\infty}^{+\infty} V_{ab}(\vec{r})dz} \qquad (20)$$

où $|\vec{k}_i - \vec{k}_f| \sim 2k \sin\theta/2 = q$, quantité de mouvement transféré.

Le vecteur $\vec{r}$ dans le plan qu'il définit avec l'axe z peut être décomposé en un vecteur $\hat{K}_z$ ($\hat{K}$ étant le vecteur unité sur l'axe z) et un vecteur $\vec{b}$. Ainsi :

$$\vec{q} \cdot \vec{r} = \vec{q} \cdot \vec{b} + \vec{q} \cdot \hat{K}_z$$

Les vecteurs $\vec{q}$ et $\hat{K}$ étant orthogonaux il reste $\vec{q} \cdot \vec{r} = \vec{q} \cdot \vec{b}$. L'équation (10) devient :

$$T_{\ell\lambda}(\theta) = \int d\vec{r}\; e^{i\vec{q}.\vec{b} - (i/\hbar v)\int_{-\infty}^{+\infty} V_{ab}(\vec{r})dz}\, h_\ell^*(i\beta r) Y_{\ell\lambda}^*(\theta,\Phi) \qquad (21)$$

soit $$T_{\ell\lambda}(\theta) = \int_0^\infty b\,db \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{2\pi} d\Phi\; e^{iqb\cos\Phi - (i/\hbar v)\int_{-\infty}^{+\infty} V_{ab}(\vec{r})dz}\, h_\ell^*(i\beta r) Y_{\ell\lambda}^*(\theta,\Phi) \qquad (22)$$

La somme sur $\Phi$ est la représentation intégrale des fonctions de Bessel $J_\lambda(qb)$.

L'intégrale sur z peut être évaluée de façon approchée : $h_\ell^*(i\beta\sqrt{b^2+z^2})$ étant une fonction paire de z,

$$h_\ell^*(i\beta\sqrt{b^2+z^2}) \sim i^\ell \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+z^2}}}{\beta\sqrt{b^2+z^2}}$$

seules les contributions $(\ell+\lambda)$ paires sont retenues et les harmoniques sphériques variant alors lentement au voisinage de z = 0 on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dz \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+z^2}}}{\sqrt{b^2+z^2}} Y_{\ell\lambda}(\theta,o) \sim \left(Y_{\ell\lambda}(\theta,o)\right)_{z=o} .2 \int_0^\infty \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+z^2}}}{\sqrt{b^2+z^2}} dz \sim Y_{\ell\lambda}(\pi/2,o)\ K_o(\beta b)$$

$K_o(\beta b)$ étant une fonction de Bessel du 2ème ordre.

L'expression (22) peut ainsi s'écrire :

$$T_{\ell\lambda}(\theta) \sim \int_0^\infty bdb\ e^{-(i/\hbar v)\int_{-\infty}^{+\infty} V_{ab}\, dz}\ J_\lambda(qb)\ K_o\ (\beta b) \qquad (23)$$

avec $V_{ab}(r) = V_{ab}^{N}(r) + V_{ab}^{C}(r)$

$V_{ab}^{N}(r) = - V_o\, v(r) - iW_o v(r)$ est le potentiel nucléaire correspondant au modèle optique

et $V_{ab}^{C}(r)$ est le potentiel Coulombien.

On peut se faire une idée du comportement de $T_{\ell\lambda}(\theta)$ en considérant le noyau comme une sphère à bord franc complètement absorbante ($-W_o \to -\infty$ pour $r < r_a + r_b$). Dans l'expression 23 la partie réelle de l'exponentielle est très petite pour $b < r_a+r_b$ et voisine de l'unité pour $b > r_a+r_b$.

Or, pour $b > r_a+r_b$ $\quad K_o(\beta b) \to \frac{e^{-\beta b}}{\sqrt{b}}$

qui tend à décroître quand b augmente.

Les contributions importantes de l'intégrale se feront pour des valeurs voisines de $b = r_a+r_b$, là où le produit

$$\eta(b) = R_e\left(e^{-(i/\hbar v)\int_{-\infty}^{+\infty} V dz}\ K_o(\beta b)\right)$$

passe par un maximum. Les moments angulaires L mis en jeu étant importants on peut remplacer l'intégrale sur le paramètre d'impact b par une somme discrète sur le moment angulaire L.

$$\int k db = \int dL \sim \sum_L$$

Pour L grand et $\theta$ petit $\quad J_o\left[2(L+\tfrac{1}{2})\sin\theta/2\right] \sim P_L(\cos\theta)$

$\eta(b)$ devient $\eta(L)$

et $\qquad T(\theta) \sim \sum_L (2L+1)\ \eta_L\ e^{2i\sigma_L}\ P_L(\cos\theta).$

En termes de déphasages l'expression de l'amplitude de transfert ne diffère de l'expression de l'amplitude de diffusion élastique que par le facteur $\eta(L)$. (Rappelons que $\eta(L)$ passe par un maximum pour $L \sim k(r_a+r_b)$). De nombreux auteurs (40,41,42,43) ont ainsi traité de façon purement phénoménologique les problèmes de transfert quasi élastique en ne retenant que les ondes voisines de l'onde $L \sim k(r_a+r_b)$ par une simple pondération.

Tous ces modèles ne diffèrent entre eux que par la forme donnée à $\eta(L)$ :

. Strutinski (42) utilise deux distributions :

- une Gaussienne $\eta(L) = \eta(L_o) \exp\left[-\alpha^2(L-L_o)^2\right]$

- Une exponentielle $\eta(L) = \eta(L_o) \exp[-\alpha(L-L_o)]$ pour $L > L_o$

$\eta(L) = 0$ pour $L < L_o$

(Le coefficient $\alpha = 1/\Delta L$ définissant la largeur de la distribution).

La deuxième expression semble moins réaliste que la première : l'effet d'absorption y est traduit très brutalement par un "sharp cut off".

. Pour Kammuri (40) la distribution $\eta(L)$ est une distribution carrée $\eta(L) = \eta(L_o)$ pour $L_o-\Delta L < L < L_o + \Delta L$ et $\eta(L) = 0$ partout ailleurs.

. Pour Frahn et Venter (43), $\eta(L) = \tau \frac{dg(L)}{dL}$

$$\text{avec} \quad g(L) = \frac{1}{1+e^{\frac{L_o-L}{\delta}}}$$

Ces équations définissent une distribution sensiblement symétrique autour de la valeur $L_o$ dont la largeur est donnée par $\delta$ et la hauteur par $\tau$.

Pour calculer les distributions angulaires des produits de transfert à partir de l'expression (23) il suffit de définir les paramètres du potentiel du modèle optique.

On aurait pu essayer de choisir ces paramètres parmi les valeurs "raisonnables" habituellement utilisées dans l'analyse des expériences de diffusion élastique. Cependant, la gamme de ces valeurs est assez large et on peut se demander dans quelle mesure le fait d'obtenir pour certaines d'entre elles un bon accord entre expérience et théorie est très significatif.

Nous avons préféré faire une recherche de ces paramètres sur les résultats expérimentaux de diffusion élastique que nous avons accumulés en même temps que ceux de transfert. En approximation de Glauber (37), la section efficace de diffusion élastique calculée en fonction de $\theta$ s'écrit :

$$\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 = \left|\frac{k}{i}\int_0^\infty J_0(qb)\left\{e^{i\chi(b)} - 1\right\} bdb\right|^2 \qquad (24)$$

$$\chi_b = -\frac{1}{\hbar v}\int_{-\infty}^{+\infty} V_{ab}\, dz \qquad (25)$$

L'intégrale $\int_0^\infty J_0(qb)\, bdb$ est une fonction $\delta$ qui s'annule pour $\vec{k}_i \neq \vec{k}_f$.

Pour les angles $\theta \neq 0$, l'expression (24) se réduit à :

$$\sigma(\theta) = \left|\frac{k}{i}\int_0^\infty J_0(qb)\, e^{i\chi(b)}\, bdb\right|^2 \qquad (26)$$

La simplicité de cette expression permet de traiter le problème en utilisant diverses formes de puits nucléaires : le puits carré, le puits de type Gaussien et le puits de type Saxon-Wood.

Nous donnons ci-dessous, et à titre d'exemple, quelques précisions sur la manière dont l'intégration a été menée lorsque le potentiel optique est de type Gaussien.

$$\text{On a :} \quad V_{(r)} = -iW_0\, e^{-(r/a)^2} - V_0\, e^{-(r/a)^2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

où $W_0$, $V_0$ et a sont des constantes décrivant le potentiel optique.

L'intégration sur z (relation 25) est réalisée analytiquement (44,45) :

$$i\chi(b) = -\frac{W_0}{\hbar v} a\sqrt{\pi}\, e^{-(b/a)^2} + \frac{iV_0}{\hbar v} a\sqrt{\pi}\, e^{-(b/a)^2} + 2i\,\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \log b$$

$$\text{Posons} \qquad \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \eta$$

$$f_{(\theta)} = \frac{k}{i}\int_0^\infty J_0(2kb\sin\theta/2)\; b^{2i\eta+1}\; e^{-a(\sqrt{\pi}/\hbar v)(iV_0-W_0)e^{-(b/a)^2}}\, db$$

Cette expression peut être intégrée en deux étapes. On choisit une limite d'intégration c telle qu'au delà de cette valeur le potentiel nucléaire soit négligeable :

$$f_{(\theta)} = \frac{k}{i}\int_0^c J_0(2kb\sin\theta/2)\; b^{2i\eta+1}\; e^{-(a\sqrt{\pi}/\hbar v)(iV_0-W_0)e^{-(b/a)^2}}\, db$$

$$+ \frac{k}{i}\int_c^\infty J_0(2kb\sin\theta/2)\; b^{2i\eta+1}\, db,$$

que nous pouvons encore écrire :

$$f_{(\theta)} = \frac{k}{i}\int_0^c J_0(2kb\sin\theta/2)\; b^{2i\eta+1}\left\{e^{-a(\sqrt{\pi}/\hbar v)(iV_0-W_0)e^{-(b/a)^2}} - 1\right\} db$$

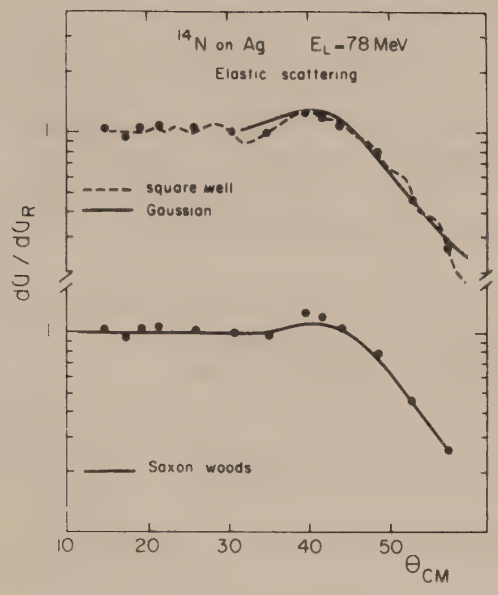
$$+ \frac{k}{i}\int_0^\infty J_0\,(2kb\sin\theta/2)\; b^{2i\eta+1}\, db$$

Le premier terme est intégré numériquement par l'ordinateur UNIVAC 1108 ; le second, qui n'est autre que le terme de Rutherford s'intègre analytiquement :

$$f_{(\theta)\text{Rutherford}} = \frac{-\eta}{2k(\sin\theta/2)^2}\exp^{2i\{-\eta\,\mathrm{Log}(\sin\theta/2)+\sigma\}}$$

où $\sigma$ : la phase de Coulomb est l'argument de la fonction $\Gamma(1+i\eta)$ (46).

Les figures 47 et 48 montrent les meilleurs résultats obtenus par comparaison aux points expérimentaux.



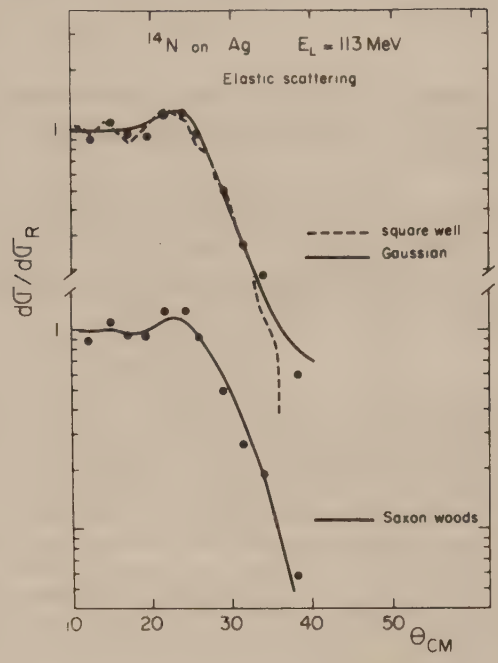




Fig. 47 et 48 : Sections efficaces de diffusion élastique normalisées aux sections efficaces de diffusion Rutherford. La comparaison avec les résultats expérimentaux est menée pour trois formes de puits de potentiel : le puits carré, le puits Gaussien et le Saxon-Woods.

Pour chaque type de puits et aux deux énergies étudiées sur le système (N+Ag) les paramètres utilisés sont donnés dans le tableau ci-après :

| | Puits carré $\begin{cases} b < b_o \quad W_o \to -\infty \\ b > b_o \quad W_o = 0 \end{cases}$ | Puits Gaussien $\begin{cases} V = -V_o\, e^{-(b/b_o)^2} \\ W = -W_o\, e^{-(b/b_o)^2} \end{cases}$ |
|---|---|---|
| $^{14}$N (78 MeV) | $b_o$ = 7,3 fm | $V_o$ = 55 MeV $W_o$ = 25 MeV $b_o$ = 4,4fm |
| $^{14}$N(113 MeV) | $b_o$ = 8,0 fm | $V_o$ = 55 MeV $W_o$ = 25 MeV $b_o$ = 5,0fm |

Puits Saxon-Wood

$$\left\{ V = -V_o/(1+\exp\frac{b-b_o}{b_1}) \qquad W = -W_o/(1+\exp\frac{b-b'_o}{b'_1}) \right\}$$

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $^{14}$N (78 MeV) | $V_o$ = 55 MeV | $W_o$ = 35 MeV | $b_o$ = 5,0fm<br>$b_1$ = 0,5fm | $b'_o$ = 5,8fm<br>$b'_1$ = 0,59fm |
| $^{14}$N(113 MeV) | $V_o$ = 55 MeV | $W_o$ = 35 MeV | $b_o$ = 6,0fm<br>$b_1$ = 0,5fm | $b'_o$ = 7,0fm<br>$b'_1$ = 0,59fm |

Notons que les mesures des ions $^{12}C$ diffusés élastiquement n'ont pas été réalisées avec suffisamment de précision pour permettre la détermination des paramètres à partir de l'expérience.

Pour relier les valeurs des paramètres d'impact b à celles de distances R au point de plus grande approche nous devons utiliser la relation classique :

$$kR = \eta + \left[\eta^2 + \ell(\ell + 1)\right]^{1/2}$$

avec $\ell = kb$ où k est l'impulsion

$\eta$ = paramètre de Sommerfeld.

Ainsi, nous avons pu définir pour les différents puits étudiés, la valeur de la distance d entre centres des noyaux correspondant au point où le coefficient d'absorption $\eta(b) = Re(e^{i\chi(b)})$ est égal à 1/2.

De ces différentes valeurs on peut déduire les constantes $r_o$ ($d = r_o (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$) suivantes :

| | Puits carré | Puits Gaussien | Saxon-Wood |
|---|---|---|---|
| $^{14}N$ (78 MeV) | 1,6 fm | 1,55 fm | 1,60 fm |
| $^{14}N$ (113 MeV) | 1,6 fm | 1,48 fm | 1,55 fm |

C'est à partir des paramètres déterminés sur les résultats de diffusion élastique qu'ont ensuite été réalisés les calculs relatifs au transfert de nucléons. L'amplitude de transition est donnée par la relation (23). Le calcul numérique de cette intégrale appelle un certain nombre de remarques :

*a.* Dans la variable $\chi(b)$ apparaît l'expression du potentiel Coulombien sans que l'on distingue la voie d'entrée et la voie de sortie ; lorsque nous aurons à considérer le transfert d'un proton, ce potentiel ne demeurera pas constant. Pour tenir compte de cette variation nous prendrons dans ce cas le potentiel moyen entre les deux voies.

De même le potentiel nucléaire d'interaction est un potentiel moyen.

*b.* Dans l'expression des fonctions de Bessel $J_\lambda(qb)$ apparaît l'indice $\lambda$ qui représente le moment angulaire transféré. Les expériences que nous avons réalisés ne permettent pas de préciser $\lambda$ : les distributions angulaires correspondent le plus souvent à différents transferts de moments angulaires que nous ne connaissons pas. Nous avons pu montrer par les calculs successifs de $J_0(qb)$, $J_1(qb)$, $J_2(qb)$ ... que l'influence du moment angulaire transféré était fort peu sensible sur l'emplacement de la distribution.

*c.* Dans l'argument de la fonction de Bessel ($qb = 2k \sin \theta/2$) k n'est pas différencié entre la voie i et la voie f. Considérant seulement les réactions pour lesquelles le Q est faible vis-à-vis de l'énergie incidente $k_i$ et $k_f$ ne sont pas très différents et tous les calculs ont été réalisés à partir de $k_i$.

*d.* Le paramètre $\beta$ défini à partir de l'énergie de l'énergie de liaison $\varepsilon$ du nucléon transféré dans le noyau final a été choisi égal à 0,6 $fm^{-1}$ pour tous les transferts considérés ($\varepsilon$ = 7,5 MeV). Nous avons pu vérifier qu'une variation de l'énergie de liaison de 2 MeV ne modifiait pas sensiblement la répartition angulaire.

*e.* Rappelons que dans l'expression $T_{\ell\lambda}(\theta)$, seuls ont été conservés les termes dépendants de $\theta$ et qu'en conséquence la notion de calcul des sections efficaces a été perdue ; les distributions angulaires obtenues théoriquement ont été normalisées en ordonnées sur les distributions expérimentales.

*f.* L'analyse des résultats expérimentaux ayant clairement montré la contribution de deux mécanismes à la formation des noyaux détectés, nous avons cru bon de prélever arbitrairement les évènements présentant le caractère quasi-élastique pour comparer leur distribution à la distribution théorique. La difficulté est de déterminer la limite entre les caractéristiques de quasi élasticité et d'inélasticité. L'accord entre expérience et calcul est d'autant meilleur que l'on restreint la comparaison aux évènements ayant le caractère élastique le plus marqué.

Les figures 49, 50, 51 et 52 présentent les résultats obtenus pour les différents potentiels nucléaires. Les maxima dans les distributions expérimentales sont parfaitement reproduits par les courbes calculées, et cela, quel que soit le type de potentiel nucléaire utilisé.

On retrouve avec le potentiel à bord franc des oscillations analogues à celles déjà vues dans l'analyse de la diffusion élastique ; ces oscillations dues aux phénomènes d'interférence sur le bord franc du puits n'ont pas de signification physique, il faut en faire abstraction pour la comparaison avec les résultats expérimentaux.

On peut remarquer sur tous ces résultats le meilleur accord qui existe entre distributions aux angles élevés plutôt qu'aux faibles angles.

Rappelons que l'interaction Coulombienne mutuelle utilisée est le potentiel électrostatique de deux charges ponctuelles. Des calculs préliminaires (47) tenant compte d'une distribution non ponctuelle conduisent à l'apparition d'une contribution plus importante d'évènements quasi élastiques vers l'avant. Il est important de remarquer que la modification apportée dans la représentation du potentiel Coulombien n'entraîne pas de changement sensible des résultats de diffusion élastique. Ceci est naturel vu qu'aux paramètres d'impact pour lesquels l'intéraction de Coulomb est modifiée par la répartition des charges, correspondent des collisions qui contribuent peu à la diffusion élastique.

L'analyse du transfert de deux nucléons (proton + neutron) a été traitée de la même façon que celle d'un seul nucléon, c'est-à-dire en considérant les deux nucléons comme une entité (le deuton). Les approximations requises dans l'élaboration du modèle, et en particulier le fait de négliger la masse de la matière nucléaire transférée vis-à-vis de celle des deux coeurs, sont plus grossières pour ces transferts plus importants. Les résultats théoriques (figure 53) restent cependant en accord très satisfaisant avec l'expérience.

D'une façon générale on peut conclure que ce modèle de type D.W.B.A., dans lequel les ondes distordues ont été remplacées par des solutions approchées, est particulièrement intéressant pour l'étude des réactions de transfert quasi-élastiques au-dessus de la barrière Coulombienne.

Bien que la condition $V/E \ll 1$ ne soit pas parfaitement remplie dans les circonstances de notre analyse, il semble possible d'utiliser le formalisme correspondant à l'approximation. On rejoint en ce sens Tikochinsky (48) qui a pu montrer récemment que la condition imposée par Glauber pouvait être"adoucie" par un terme $\zeta$ :

$$(\zeta V/E) \ll 1 \qquad \text{avec} \qquad 0 < \zeta < 1.$$

Comparé aux calculs conventionnels D.W.B.A. ce modèle présente l'avantage de calculs numériques simples et relativement légers.

Comparé aux calculs phénoménologiques il a la supériorité de déterminer sans aucune paramétrisation arbitraire quelles ondes partielles contribuent à la réaction de transfert quasi-élastique.

Comme le montre la figure 53, à l'énergie incidente de 78 MeV, c'est pour l'onde $\ell = 48$ que le transfert quasi élastique a le plus de chance de se réaliser, alors qu'à 113 MeV c'est pour $\ell = 70$. On retrouve à partir de ces valeurs la distance la plus probable d'approche des deux noyaux égale à 11,6 fm ; à cette distance correspond un paramètre $r_o = 1{,}6$ fm. Le calcul quantique rejoint les résultats déterminés de façon très classique en considérant les trajectoires de Coulomb.

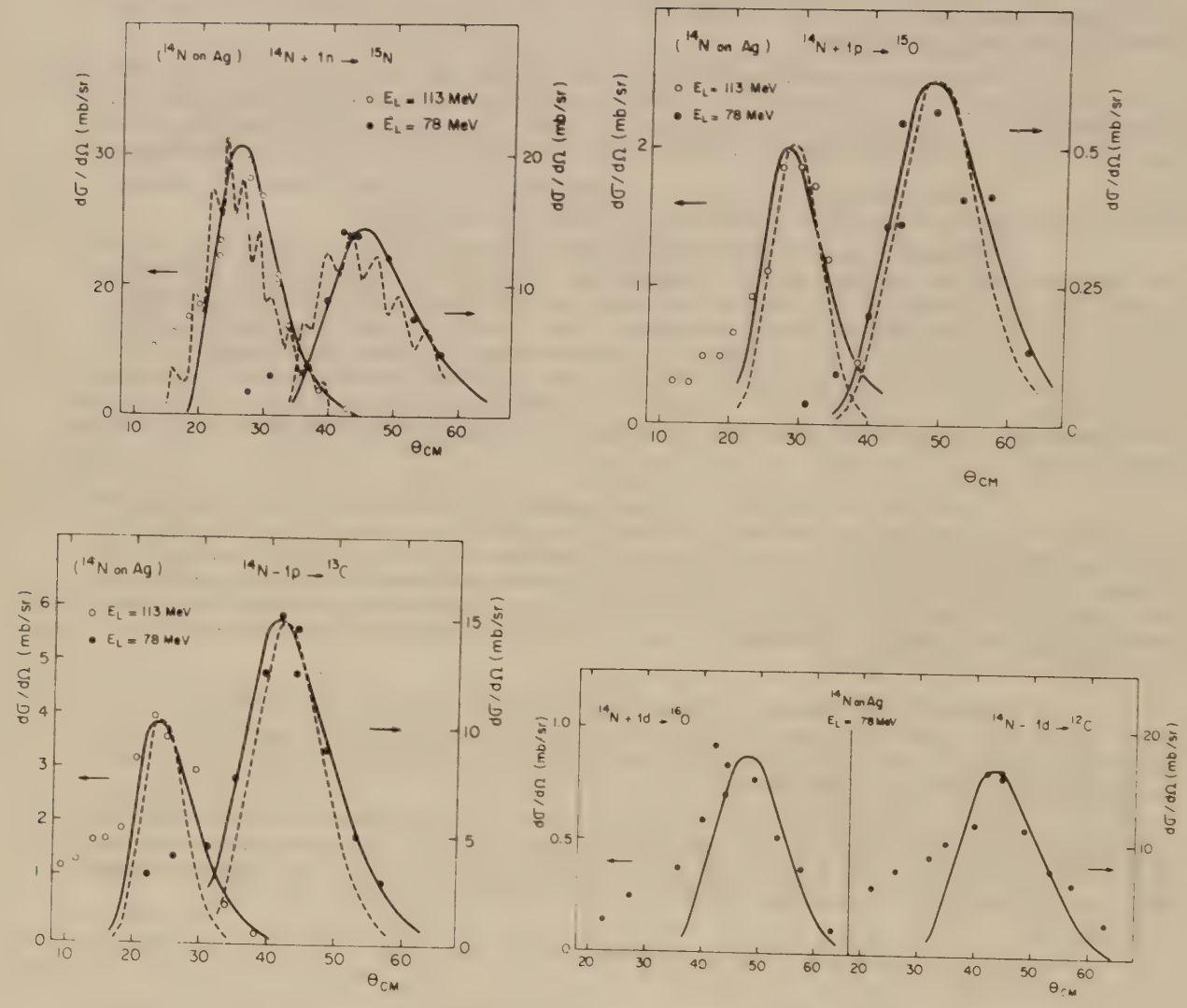



Fig. 49, 50, 51, 52 : Distributions angulaires calculées comparées aux résultats expérimentaux. Seuls les évènements distingués par un caractère de quasi-élasticité bien marqué ont été retenus. Nous donnons ci-dessous les limites ($Q-Q_0$) que nous nous sommes fixées.

| | E = 78 MeV | E = 113 MeV |
|---|---|---|
| $^{15}$N | 13 MeV | 7.5 MeV |
| $^{15}$O | 8 MeV | 6 MeV |
| $^{13}$C | 16 MeV | 6 MeV |
| $^{12}$C | 17 MeV | |
| $^{16}$O | 15 MeV | |

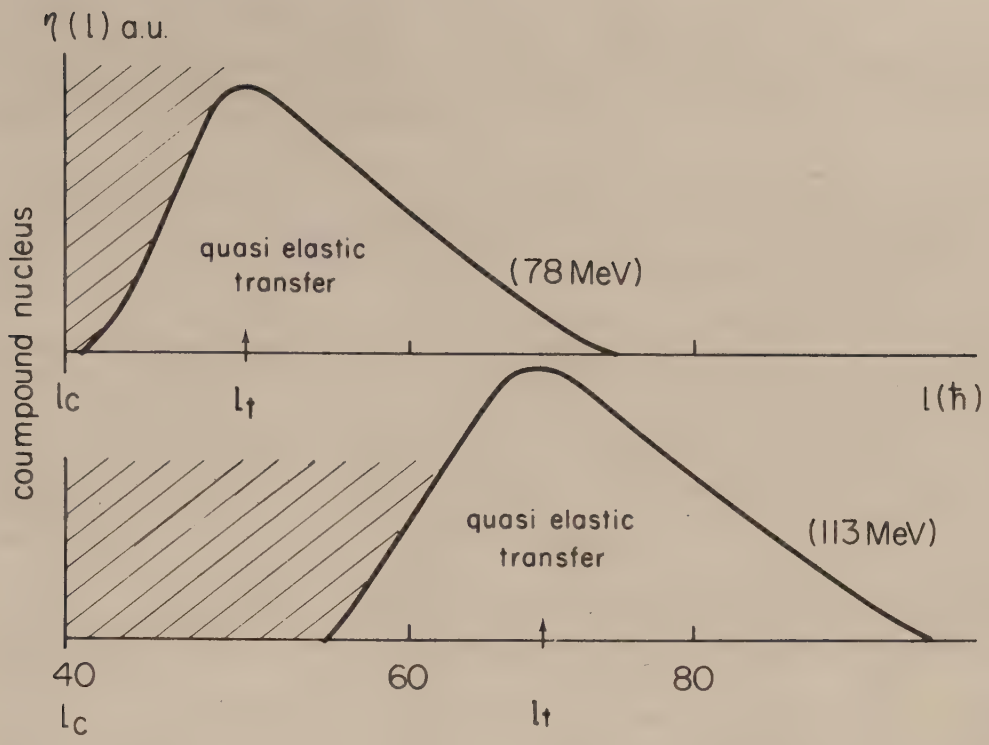



Fig. 53 : Représentation des différentes voies de réaction en fonction du moment angulaire pour le système $^{14}N$ + Ag avec des projectiles accélérés à 78 MeV et 113 MeV

Nous avons essayé d'évaluer la section efficace totale des réactions se produisant selon le mécanisme quasi-élastique. Sur chaque produit le critère de sélection a été la distribution angulaire. Les évènements situés sous la courbe en cloche de la distribution angulaire sont considérés comme provenant essentiellement du mécanisme précité. Pour définir complètement cette distribution en cloche nous avons grossièrement symétrisé vers les faibles angles, et à partir du maximum, la distribution des angles plus élevés.

Pour l'énergie d'irradiation la plus élevée, la séparation a été plus délicate à réaliser ; aussi, nous nous sommes appuyés sur les distributions angulaires réalisées successivement sur différentes tranches du spectre en énergie de chaque produit.

| Z | M | σ processus "quasi-élastique" | σ processus "inélastique" |
|---|---|---|---|
| B | 11 | 20 | 17 |
| C | 11 | 3.0 | 10.7 |
| | 13 | 26 | 17.2 |
| N | 13 | 0.35 | 0.82 |

Tableau 7

Sections efficaces (mb) de différents produits pour les processus "quasi-élastique" et "inélastique".
(Ag naturel bombardé par des ions $^{12}C$ de 86 MeV)

| | | Energie incidente 78 MeV | | Energie incidente 113 MeV | |
|---|---|---|---|---|---|
| Z | M | $\sigma$ processus "quasi-élastique" | $\sigma$ processus "inélastique" | $\sigma$ processus "quasi-élastique" | $\sigma$ processus "inélastique" |
| C | 11 | 0.35 | 0.95 | | |
| | 12 | 33.0 | 15.5 | 25.0 | 68.6 |
| | 13 | 22.3 | 11.9 | 23.5 | 28.4 |
| N | 13 | 9.0(évalué) | | 13.9 | 8.1 |
| | 15 | 22.3 | 12.0 | 35.9 | 26.4 |
| | 16 | 0.7 | 1.5 | | |
| O | 15 | 1.15 | 0.50 | 3.7 | 1.5 |
| | 16 | 0.75 | 0.35 | 1.3 | 5.4 |
| Total | | 89 ± 10 mb | | 103 ± 20 mb | |

| Z | M | $\frac{\sigma_{113\ MeV}}{\sigma_{78\ MeV}}$ processus "quasi-élastique" | $\frac{\sigma_{113\ MeV}}{\sigma_{78\ MeV}}$ processus "inélastique" |
|---|---|---|---|
| C | 12 | 0.75 | 4.45 |
| | 13 | 1.05 | 2.40 |
| N | 15 | 1.60 | 2.20 |
| O | 15 | 3.2 | 2.9 |
| | 16 | 1.75 | 14.5 |

Tableau 8

Sections efficaces (mb) des différents produits pour les processus "quasi-élastique" et "inélastique"
(Ag naturel bombardé par des ions $^{14}N$ de 78 et 113 MeV)

Comme le montrent les Tableaux 7 et 8, ce sont essentiellement les produits voisins du projectile qui contribuent le plus à la section efficace du processus quasi-élastique (le noyau $^{12}C$ faisant encore exception pour les raisons déjà invoquées). On peut estimer les valeurs ainsi définies comme étant connues à ±10% pour $^{14}N$ (78 MeV) et à ± 20% pour $^{14}N$ (113 MeV) et $^{12}C$ (86 MeV). A l'énergie incidente de 78 MeV les noyaux $^{13}N$ n'ayant pas été mesurés nous avons repris,afin de faire le bilan, la section efficace mesurée à 113 MeV en appliquant le rapport de production de 1,6 défini pour $^{15}N$. L'examen du Tableau 8 montre que, malgré une tendance à l'augmentation avec l'accroissement de l'énergie du projectile, la section efficace du processus quasi-élastique ne semble pas varier très fortement et reste dans les limites de l'incertitude de mesure, assez élevée.

En revanche, il est clair que la section efficace du processus que nous qualifierons de "non quasi-élastique" ou d'"inélastique" passe de 72 ± 10 mb à l'énergie incidente de 78 MeV à 229 ± 50 mb à 113 MeV et s'accroît donc notablement.

## II. ETUDE DES REACTIONS INELASTIQUES ABOUTISSANT A LA FORMATION DES NOYAUX DETECTES DE FACON PRIVILEGIEE VERS L'AVANT.

Considérons maintenant tous les évènements caractérisés par l'émission de noyaux vers l'avant avec de très larges spectres en énergie.

Il n'est plus possible d'interpréter de telles caractéristiques comme le résultat d'interactions à dominante Coulombienne : aux faibles déviations correspondent des distances minimales d'approche élevées et des forces nucléaires extrêmement faibles ou nulles. Ces forces ne permettent plus une modification de la nature des noyaux interagissants.

Bien au contraire, la création de noyaux aussi éloignés du projectile tels le lithium et le béryllium laisse à penser que des interactions à courtes portées extrêmement fortes en sont responsables.

La première question qu'il convient de se poser au vu des résultats expérimentaux est de savoir s'il est raisonnable de considérer globalement tous les produits caractérisés par des distributions angulaires et des spectres en énergie analogues. En effet, certains sont plus lourds que le projectile mais la plupart sont plus légers et quelquefois leurs masses ne sont que la moitié de celle du projectile ($^{6}$Li, $^{7}$Li ou $^{7}$Be).

Certains de ces produits, surtout les plus légers, auraient pu être émis au cours de la désexcitation de noyaux composés de grands moments angulaires. Pour nous en assurer, nous avons réalisé quelques mesures proches de 175°. Nous y avons uniquement détecté quelques noyaux $^{6}$Li mais avec une section efficace tout à fait négligeable vis-à-vis de celle correspondant à l'avant (quelques µbarns/sr). En revanche, nous n'avons observé aucune trace de produits plus lourds tels ceux mesurés par Kaufmann et Wolfgang (25) à plus haute énergie incidente. Nous sommes donc absolument sûrs que le processus de formation du noyau composé ne peut être à l'origine des noyaux que nous observons, puisqu'une symétrie par rapport à 90° est attendue pour ce mécanisme.

Pour tous les produits légers, une autre hypothèse envisageable serait de considérer leur réaction comme étant, non plus le résultat d'une perte de matière nucléaire du projectile au profit de la cible mais la conséquence de sa rupture en deux fragments.

L'émission de noyaux vers l'avant ne se limite pas aux seuls produits que nous avons détectés. Des expériences réalisées au laboratoire (49,50) avec des projectiles $^{12}$C, $^{14}$N, $^{16}$O sur des cibles Ag, Au et Sm et d'autres résultats (51,52) ont montré l'existence de protons, deutons, et surtout de particules alpha émis préférentiellement vers l'avant et qui ne peuvent provenir d'un processus d'évaporation. Les expériences que nous avons réalisées ne permettent pas de répondre à la question de la rupture du projectile en deux fragments ; seules, leur détection corrélée et leur identification pourraient permettre de vérifier cette hypothèse. Le défaut d'énergie cinétique de translation que nous constatons en ne considérant seulement que deux corps serait alors comblé, du moins partiellement, par l'énergie cinétique du troisième corps.

Du point de vue du bilan des masses, il nous faut constater que la cassure du projectile en deux fragments requiert une importante quantité d'énergie. Nous donnons ci-dessous quelques exemples :

| | | |
|---|---|---|
| $^{12}$C → | $^{8}$Be + $^{4}$He | $Q_o$ = 7,3 MeV |
| | $^{11}$B + p | $Q_o$ = 15,9 MeV |
| | $^{11}$C + n | $Q_o$ = 18,7 MeV |
| | $^{10}$B + d | $Q_o$ = 25,2 MeV |
| | $^{9}$Be + $^{3}$He | $Q_o$ = 26,3 MeV |
| | $^{6}$Li + $^{6}$Li | $Q_o$ = 28,2 MeV |
| $^{14}$N → | $^{13}$C + p | $Q_o$ = 7,5 MeV |
| | $^{12}$C + d | $Q_o$ = 10,3 MeV |
| | $^{13}$N + n | $Q_o$ = 10,6 MeV |
| | $^{10}$B + $^{4}$He | $Q_o$ = 11,6 MeV |
| | $^{11}$C + $^{3}$H | $Q_o$ = 12,4 MeV |
| | $^{8}$Be + $^{6}$Li | $Q_o$ = 19,0 MeV |
| | $^{11}$B + $^{3}$He | $Q_o$ = 20,7 MeV |
| | $^{7}$Be + $^{6}$1I | $Q_o$ = 27,8 MeV |

Certains produits paraissent inaccessibles par simple cassure en deux du projectile. Tels sont les cas de $^{8}$Li et $^{10}$Be à partir du noyau $^{12}$C.

Dans toutes ces réactions il est raisonnable d'estimer que le bilan Coulombien n'intervient pas beaucoup ; en effet, la charge du projectile se retrouve dans la voie de sortie sur les produits légers et, quelle qu'en soit la répartition, l'énergie d'origine Coulombienne se trouve peu modifiée entre les voies d'entrée et de sortie; le bilan des masses semble donc être l'élément déterminant.

A partir de $^{12}C$, en-dehors de la rupture $^{8}Be + \alpha$, les autres ruptures en deux fragments sont plus endoénergétiques qu'elles ne peuvent l'être à partir de $^{14}N$ noyau moins lié. Dans les deux cas nous pensons que ces scissions sont énergétiquement très défavorisées par rapport aux réactions pour lesquelles la matière nucléaire complémentaire au produit léger détecté se lie au noyau cible ; elles le sont d'autant plus que les deux fragments ont des masses voisines.

Gatty et al (10) ont pu mettre en évidence que pour la réaction $^{14}N$ (74 MeV) + Ag les productions de protons et surtout de deutons sont négligeables vis-à-vis de celles des particules alpha d'interaction directe.

Cependant, le fait d'avoir détecté des protons d'interaction directe, même en plus faibles proportions, semble en bon accord avec les résultats obtenus au cours de cette expérience par détection de certains noyaux ayant perdu un proton par rapport au projectile. En effet, nous avons pu noter un élargissement des spectres en énergie des noyaux ayant un proton de moins que le projectile par rapport aux spectres de ceux ayant un proton de plus. Cet élargissement vers les grandes énergies d'excitation est expliqué par l'énergie cinétique d'un proton non lié, dont on n'a pas tenu compte lors du bilan des énergies cinétiques de translation et qui apparaît donc comme énergie d'excitation dans notre présentation.

Pour les noyaux détectés de masse supérieure à celle du projectile, il est plus difficile d'envisager l'hypothèse selon laquelle l'énergie cinétique d'un troisième corps pourrait rendre compte du défaut d'énergie de translation constaté en ne tenant compte que des énergies de translation du produit détecté et du noyau de recul dans la voie de sortie.

Les noyaux plus lourds que le projectile étant émis avec les mêmes caractéristiques que les plus légers (distributions angulaires et spectres énergétiques), nous sommes amenés à envisager un mécanisme commun de production à tous ces noyaux (Gardons pourtant en mémoire,pour les plus légers,la possibilité d'être produits également par rupture du projectile en deux fragments).

Avant d'étudier ce mécanisme, nous allons faire un certain nombre de rappels sur l'influence du moment angulaire, d'une part sur la formation du noyau composé, d'autre part sur les voies de désexcitation de ce dernier.

Lorsque l'on forme un noyau composé quelconque par des projectiles lourds comme $^{12}C$ ou $^{14}N$ on apporte en même temps qu'une énergie d'excitation, un certain moment angulaire I, fonction du paramètre d'impact. L'énergie laissée doit donc être répartie sur des niveaux de grands spins.

Avec un simple modèle de corps rigide la part de l'énergie mise sous forme de rotation est :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2 I^2}{2\mathcal{J}}$$

où $\mathcal{J}$ est le moment d'inertie du corps rigide.

Compte tenu de la direction de l'impulsion des projectiles, tous les moments angulaires sont localisés dans un plan perpendiculaire à cette direction et la rotation a toujours lieu dans un plan contenant la direction du faisceau. Cette anisotropie des moments angulaires conduit à une anisotropie des produits de la réaction quelle que soit la voie de désexcitation. Ainsi, particules évaporées et fragments de fission sont émis préférentiellement dans la direction incidente et dans la direction opposée, mettant en évidence une anisotropie et une symétrie autour de 90° dans le système du centre de masse.

Les distributions angulaires des noyaux que nous avons détectés ne présentant pas cette symétrie par rapport à 90°, il n'est pas possible de considérer ces produits comme résultant de la désexcitation du noyau composé.

## Mise en évidence et calcul du moment angulaire critique limitant la formation du noyau composé.

Un autre aspect fort important de la formation du noyau composé à partir des projectiles lourds a été mis en évidence par de nombreuses expériences (53 à 58) : le rapport de la section efficace de formation du noyau composé à la section efficace totale de réaction tend à décroître avec l'augmentation de l'énergie incidente.

La figure 54 donnée par Natowitz (58) exprime bien l'effet de l'énergie du projectile $^{16}O$ sur la section efficace de formation du noyau composé à partir d'une cible d'argent. L'origine de cette diminution est liée à l'augmentation des moments angulaires apportés : la formation du noyau composé est interdite au-delà d'un certain moment angulaire critique.

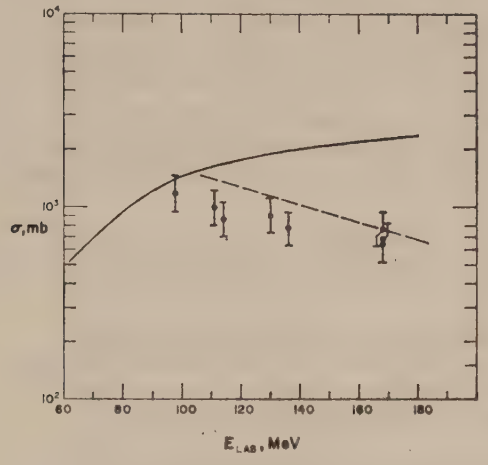



Fig. 54 : Résultats obtenus par Natowitz (58) exprimant la section efficace de fusion entre un noyau d'argent et des projectiles $^{16}O$ en fonction de l'énergie de ces derniers. La courbe en trait plein exprime la section efficace totale de réaction.

Ces constations expérimentales sont confirmées par des calculs théoriques (59,60) réalisés à partir du modèle de la goutte liquide.

La diminution de la section efficace de formation du noyau composé doit donc être compensée par l'augmentation de la section efficace d'une autre voie de réaction lorsque l'énergie incidente augmente. Il est tout naturel de penser à l'émission des noyaux que nous avons détectés et surtout à la part qui ne peut être attribuée à un mécanisme de transfert quasi élastique (L'importance de ce dernier processus, comme nous l'avons vu, dépend fort peu de l'énergie des projectiles).

Natowitz a déterminé, à partir de sections efficaces mesurées de noyau composé, les valeurs des moments angulaires critiques de différents systèmes.

Il a considéré un modèle nucléaire à bord franc pour lequel la probabilité d'atteindre un moment angulaire J est donnée par :

$$P(J)dJ = (2J+1)\,dJ/J_{max}^2 \qquad \text{pour} \quad J<J_{max}$$

et $$P(J)dJ = 0 \qquad \text{pour} \quad J>J_{max}$$

avec $$J_{max}(J_{max}+1) = 2\mu E_{CM}\left(1 - \frac{B}{E_{CM}}\right) R^2/\hbar^2$$

auquel est associée une section efficace totale de réaction

$$\sigma_R = \frac{\pi J_{max}(J_{max}+1)\hbar^2}{2\mu E_{CM}}$$

Lorsque la formation du noyau composé est limitée par un moment angulaire $J_{crit}$ la section efficace devient :

$$\sigma_{NC} = \frac{\pi J_{crit}(J_{crit}+1)\hbar^2}{2\mu E_{CM}}, \text{ par suite } J_{crit} = (\sigma_{NC}/\sigma_R)^{1/2}\, J_{max}$$

Nous reproduisons, figure 55, les résultats de Natowitz donnant une systématique de $J_{crit}$ en fonction de la masse du noyau composé.

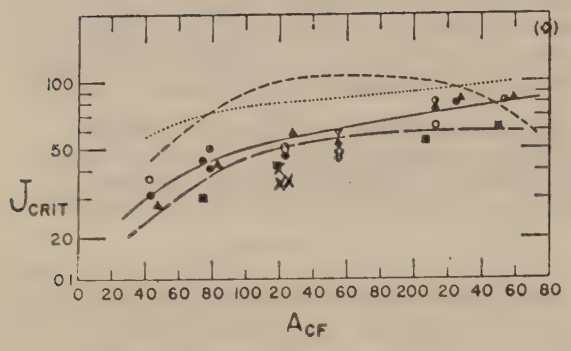



Fig. 55 : Sur cette figure donnée par Natowitz (58) sont rassemblés les résultats expérimentaux donnant les valeurs des moments angulaires critiques de formation du noyau composé en fonction de la masse du système composé. Nous y avons ajouté les valeurs déterminées expérimentalement à partir des systèmes ($^{12}C$ + Ag), ($^{14}N$ + Ag). (x)

Il était dès lors très intéressant (61, 62) ne connant plus la section efficace de noyau composé mais toutes les autres voies de réaction de déterminer $J_{crit}$ par la relation :

$$J_{crit} = \left[(\sigma_R - \sigma_{ICN})/\sigma_R\right]^{1/2} J_{max}$$

où $\sigma_{ICN}$ désigne la section efficace globale des voies de sortie autres que celles du noyau composé. Ces voies concernent la formation des particules n, p, d, α d'interaction directe, celle des noyaux plus lourds : Li, Be, B, C, N, O, F et enfin des noyaux diffusés inélastiquement.

Toutes ces voies, excepté la voie conduisant à l'émission éventuelle de neutrons d'interaction directe, ont été mesurées.

La section efficace de diffusion inélastique a été mesurée avec une très grande incertitude et ceci pour deux raisons essentielles :

- Elle est soustraite d'une quantité importante d'évènements de diffusion élastique ;

- Les noyaux de diffusion élastique ralentis sur les bords du collimateur placés devant les détecteurs sont vus comme des évènements de diffusion inélastiques.

Nous avons donc préféré ne pas tenir compte des valeurs mesurées qui, somme toute, faibles, ne devraient modifier que d'une ou deux unités ħ les valeurs $J_{crit}$ que nous définissons. Les valeurs $\sigma_{ICN}$ que nous mesurons étant données par défaut les valeurs $J_{crit}$ que nous en déduisons constituent donc des limites supérieures.

Les sections efficaces de protons et deutons d'interaction directe sont faibles (49) et l'émission de neutrons ne devant pas être favorisée par rapport à ces dernières, l'absence de mesures sur les neutrons ne paraît pas préjudiciable. De plus, les évènements correspondant à l'émission de protons et deutons peuvent être comptés par ailleurs en même temps que les noyaux résiduels complémentaires ; nous n'avons donc pas tenu compte des sections efficaces de protons et deutons lors des bilans.

Les sections efficaces de particules α d'interaction directe étant vingt à trente fois supérieures à celles des noyaux résiduels détectés (projectile -α), nous avons considéré indépendamment les sections efficaces des deux produits.

Dans le cas particulier du projectile $^{12}C$ il y a une certaine ambiguïté pour définir à partir de la section efficace mesurée des particules α, la section efficace réelle de la voie réactionnelle se trouvant à l'origine de ces particules α. En effet, trois types de réactions peuvent se manifester ; le noyau $^{12}C$ peut éclater en trois particules α, auquel cas la section efficace de la réaction correspondante est égale au tiers de la section efficace mesurée des particules α ; $^{8}Be$ peut être le résultat d'un stripping de $^{12}C$ par la cible et se désintègre ensuite en deux particules α, la section efficace de réaction est alors égale à la moitié de la section efficace mesurée ; enfin, la particule α peut résulter d'un gain de $^{8}Be$ par la cible et dans ce cas la section efficace mesurée correspond à la section efficace de réaction.

Ne connaissant pas la répartition de ces trois réactions, nous envisagerons donc les deux hypothèses extrêmes dans le calcul de $J_c$.

Pour l'expérience réalisée avec les noyaux $^{14}N$ accélérés à 113 MeV, les particules $\alpha$ ont été mesurées en même temps que les noyaux plus lourds. Les détecteurs n'étant pas parfaitement adaptés à cette mesure, seules les particules $\alpha$ les plus énergiques ont été analysées ; nous ne pouvons donner qu'une limite inférieure de la section efficace d'interaction directe pour ces particules.

Les sections efficaces totales de réaction ont été calculées par Thomas (63) d'une part et Kalinkin (64) d'autre part. Quoique différents dans leurs principes, les calculs aboutissent à des résultats très voisins ; nous en avons extrait des valeurs moyennes.

| | C(86 MeV) | N(78 MeV) | N(113 MeV) |
|---|---|---|---|
| $\sigma_{transfert}$ Inélastique | 95 mb | 70 mb | 230 mb |
| Quasi élastique | 49 mb | 90 mb | 103 mb |
| $\sigma_{\alpha}$ interaction directe | 200< <600mb | 77 mb | >360 mb |
| $\Sigma_{ICN}$ | 344< <744mb | 237 mb | >793 mb |
| $\sigma_R$ calculé Thomas | 1620 mb | 1200 mb | 1840 mb |
| Kalinkin | 1800 mb | 1250 mb | 2000 mb |
| moyen | 1710 mb | 1225 mb | 1920 mb |
| $\sigma_{transfert\ inélastique}/\sigma_R$ | | 5% | 11% |
| $\sigma_R - \Sigma_{ICN}$ | 1366> >966mb | 988 mb | <1126 mb |
| $J_{crit}$ ($\hbar$) | 41< < 35 | 36 | <46 |

Tableau 9

Détermination de $J_{crit}$ pour les systèmes ($^{12}C$+Ag) ($^{14}N$+Ag).

Comme le présente le Tableau 9 où tous les résultats sont consignés nous atteignons ainsi comme moments angulaires limites les valeurs comprises entre 35 et 41$\hbar$ à partir du projectile $^{12}C$, 36$\hbar$ avec le projectile $^{14}N$ accéléré à 78 MeV et une limite supérieure de 46$\hbar$ avec le projectile $^{14}N$ accéléré à 113 MeV.

Si nous écartons la dernière valeur qui ne représente qu'une limite artificielle par suite de la mesure partielle des particules $\alpha$, nous définissons pour $\ell_c$ une valeur moyenne de 38 $\pm$ 3$\hbar$. Nous retrouvons des résultats très voisins de ceux obtenus par Natowitz (58) en bombardant une cible d'argent par des projectiles $^{12}C$, $^{16}O$, $^{20}Ne$ de différentes énergies. Dans ces derniers cas, seules les sections efficaces de noyau composé ont été mesurées avec une incertitude de $\pm$ 20% (soit $dJ_c/J_c = \pm 10\%$) : les valeurs $J_c$ déduites s'échelonnent entre 40 et 60 $\hbar$.

Par le biais de la mesure de tous les produits de réaction autres que ceux résultant de la formation du noyau composé nous arrivons à définir un moment angulaire en-deça duquel la formation du noyau composé est possible. Ce résultat confirme pleinement l'hypothèse, de l'existence d'un moment angulaire critique, avancée pour rendre compte de la diminution du rapport des sections efficaces de noyau composé aux sections efficaces totales de réaction, lorsque l'énergie du projectile augmente.

Nous sommes mieux à même de comprendre maintenant l'accroissement entre 78 MeV et 113 MeV de la section efficace globale des produits émis préférentiellement vers l'avant et qui ont été caractérisés par des Q de réaction importants.

La figure 53 sur laquelle a été reportée la position du moment angulaire critique met bien en évidence entre ce moment angulaire critique et les moments angulaires conduisant aux transferts quasi-élastiques une plage d'ondes partielles (partie hachurée) d'autant plus large que l'énergie incidente est plus élevée. Ces ondes correspondent à des moments angulaires d'une part trop élevés pour permettre la formation du noyau composé mais, d'autre part, trop faibles pour que l'interaction nucléaire soit considérée comme simple perturbation de l'interaction Coulombienne.

Il n'existe pas à notre connaissance de modèle pour rendre compte d'une telle interaction. Le fait de retrouver essentiellement dans la voie de sortie des noyaux qui ne diffèrent du noyau projectile que par 1, 2, 3 ou 4 nucléons indique très nettement que le projectile ne s'est pas entièrement fondu au noyau cible. Il est logique de penser que de l'importance de l'interaction dépend le degré de modification du noyau détecté par rapport au projectile ; les interactions relativement faibles sont à l'origine de la formation des noyaux les plus proches du projectile tandis que les interactions fortes favorisent l'émission de noyaux légers Li ou Be.

L'augmentation plus rapide avec l'énergie incidente des sections efficaces de production de noyaux les plus éloignés du projectile par rapport à ceux qui en sont proches (Tableau 6) en est une confirmation. En effet, on a pu voir (figure 53) qu'avec l'augmentation d'énergie un plus grand nombre d'onde partielles correspondant à des interactions plus profondes peuvent conduire à la formation de noyaux situés entre le lithium et le fluor.

De telles interactions ne peuvent se réaliser sans que de nombreux nucléons des deux protagonistes soient portés à des niveaux d'énergie plus ou moins élevés ; il en résulte, lorsque l'on considère le bilan des énergies cinétiques de la réaction, un défaut d'énergie cinétique plus ou moins important dans la voie de sortie. Cette énergie peut se retrouver sous la forme de rayonnement $\gamma$ et sous la forme d'un ou plusieurs nucléons libérés à partir des deux produits.

Certains auteurs (23) ont envisagé la formation d'un état quasimoléculaire suivie d'une redécomposition en deux noyaux pour expliquer la formation des différents produits détectés vers l'avant. Si tel était le cas la quasi molécule aurait une durée de vie suffisante pour effectuer quelques rotations avant de se dissocier. Compte tenu de la direction privilégiée des moments angulaires dans le plan perpendiculaire au faisceau incident il en résulterait comme pour la désexcitation du noyau composé formé dans des conditions analogues une émission privilégiée des produits à la fois dans les directions 0° et 180°. Or, comme nous l'avons montré, seule la direction avant est privilégiée ; ceci signifierait alors que la quasi molécule a une durée de vie limitée à une fraction d'une rotation complète. Or, la durée T d'une rotation peut être calculée. La vitesse angulaire $\omega$ du système est égale à

$$\omega = \frac{\hbar J}{\mathcal{J}}$$

En prenant J = 50 et $\mathcal{J}$ moment d'inertie de la sphère rigide

$$\mathcal{J} = \frac{2}{5} mr^2$$

on aboutit à $\omega \simeq 0{,}1.10^{22} s^{-1}$, soit :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \simeq 6.10^{-21} s.$$

Dans ces conditions il est délicat de conserver le concept de quasi-molécule.

Le temps d'interaction est de l'ordre du temps de passage du projectile dans le domaine du potentiel nucléaire du noyau. Compte tenu de la vitesse du projectile après le franchissement de la barrière Coulombienne une telle interaction sur 3 ou 4 fermis demande $10^{-22}$s environ.

Les résultats expérimentaux obtenus permettent de définir dans leurs grandes lignes les caractéristiques du mécanisme étudié : cependant il serait utile de préciser quelques points particuliers par des expériences plus élaborées que celles que nous avons réalisées.

1. Il serait intéressant de déterminer la distribution angulaire des produits jusqu'à la direction du faisceau incident pour connaître la position du maximum dans cette distribution. Rappelons que l'abondance des évènements de diffusion élastique interdit de réaliser cette mesure dans les conditions expérimentales où nous étions placés. Seule une analyse effectuée après déviation magnétique sélective du faisceau de particules diffusées pourrait peut-être permettre d'atteindre ce but.

2. Reste une inconnue sur la répartition des énergies qui n'apparaissent pas sous forme d'énergie cinétique du produit léger détecté. L'énergie de recul du produit lourd n'a pas été mesurée ; nous pouvons la calculer à travers les lois classiques de la cinématique en faisant hypothèse sur sa masse ; même s'il réside une incertitude de un ou deux uma l'énergie calculée s'en trouve peu affectée. La véritable question est donc de savoir sur quoi se trouve portée l'énergie qui n'apparaît ni sous forme d'énergie de translation du produit détecté ni sous forme d'énergie de recul du noyau lourd. Cette quantité d'énergie est très variable ; elle atteint quelques MeV ou quelques dizaines de MeV. Tant qu'elle reste faible on peut l'attribuer à de l'énergie de rotation des produits résiduels et à de l'énergie ayant permis à un ou plusieurs nucléons, des deux partenaires, d'être portés à des états d'énergie moins liés ou non liés. Effectivement nous avons pu, dans certains cas, mettre en évidence le peuplement de tel ou tel niveau lié du noyau léger détecté.

En revanche, lorsque 20, 30 ou 40 MeV manquent au bilan, des bouleversements importants deviennent possibles. La question se pose de savoir si cette énergie a été dépendée pour libérer au moment même de la réaction un ou plusieurs nucléons ou groupe de nucléons, ou, si les deux noyaux ont été portés à des états d'excitation élevés permettant d'évaporer des nucléons en séquence.

D'un point de vue cinématique, ces deux types de processus sont bien différenciés : les réactions où 3 corps sont directement formés se distinguent de celles où le 3ème corps est émis en séquence : le premier système possède 1 degré de liberté de plus que le second.

Ainsi, en positionnant deux détecteurs dans l'espace (en définissant pour chacun l'angle polaire et l'angle azimuthal) on devrait analyser tout un spectre en énergie des produits dans le cadre de la première hypothèse et une seule énergie si le second mécanisme se réalise.

En essayant de monter deux systèmes de détection en coïncidence il serait donc sans doute possible de montrer que certains protons, deutons ou particules $\alpha$ qui ne sont pas issus de la désexcitation du noyau composé sont émis en même temps qu'un noyau de structure proche de celle du projectile.

Si elles étaient expérimentalement réalisables, la détection en coïncidence avec le noyau léger du noyau de recul, son identification en masse et la mesure de son énergie permettraient aussi dans certains cas de donner des informations complémentaires à celles que nous avons obtenues. La grosse difficulté consiste à mesurer les énergies de recul de quelques MeV avec une précision suffisante. Pour réaliser de telles expériences on aurait intérêt à utiliser des cibles de plus faible masse atomique (50) et des projectiles plus énergiques (10 MeV/nucléon).

★

# *C O N C L U S I O N*

Le travail qui vient d'être présenté avait essentiellement pour but de préciser le mécanisme des réactions de surface entre noyaux cible de masses moyennes et projectiles lourds. Une identification des nombreux noyaux formés, suivie d'une analyse approfondie des spectres en énergie et des distributions angulaires de chacun a permis de mettre en évidence deux types d'évènements de caractéristiques très distinctes.

L'étude de tous les évènements dans le cadre d'une réaction d'échange de matière nucléaire a permis de distinguer ceux qui ont été produits au voisinage du seuil de cette réaction de tous les autres.

Les premiers sont distribués de façon privilégiée autour d'une direction couramment appelée angle de Rutherford. Une analyse classique, en termes de trajectoires de Coulomb permet de montrer qu'à l'angle d'émission privilégiée correspond une distance minimale d'approche des deux noyaux voisine de la somme des rayons de ces derniers. On définit de cette façon pour le paramètre $r_o$, utilisé dans la relation $R = r_o(A^{1/3}+B^{1/3})$, la valeur moyenne de 1,6 fm. Ce paramètre assez supérieur à celui donné habituellement (1,3 fm) montre que ce ne sont pas les coeurs des noyaux qui ont un contact tangentiel au cours de la réaction mais la partie la plus externe et la plus diffuse des noyaux.

Un traitement quantique a ensuite été appliqué à ces réactions de transfert quasi-élastique. Le modèle de base de ce traitement est donné par la DWBA. Aux deux approximations habituellement utilisées dans ce genre de traitement et qui consistent à négliger l'effet de recul dû au nucléon transféré, et la partie des fonctions d'onde décrivant l'intérieur du noyau nous avons ajouté une approximation supplémentaire : l'approximation des grandes énergies. Dans cette dernière, les fonctions d'onde distordues ne sont pas calculées exactement mais remplacées par une expression approchée.

N'ayant gardé dans l'expression de la matrice de transition que la partie dépendant uniquement de l'angle de diffusion $\theta$ nous avons seulement testé par ce modèle la distribution angulaire sans faire référence aux sections efficaces absolues.

L'accord entre le calcul et l'expérience peut être considéré comme très satisfaisant.

Par rapport aux calculs conventionnels en DWBA ce calcul présente l'avantage d'avoir une résolution numérique très simplifiée. Par rapport aux calculs purement phénoménologiques la paramétrisation est beaucoup moins arbitraire : les paramètres déterminés pour rendre compte de la diffusion élastique sont intégralement portés dans l'étude du transfert.

Précisons que ce modèle pourrait être amélioré sans trop de complications; il semble qu'on puisse y introduire assez facilement l'effet de recul dû au nucléon transféré et qu'une meilleure description puisse être donnée du potentiel Coulombien lorsque les noyaux sont très proches l'un de l'autre.

Le second type d'évènements que nous avons détectés est caractérisé à la fois par une direction privilégiée vers l'avant et par des spectres en énergie très larges.

Une analyse quantitative de tels évènements montre l'accroissement rapide du phénomène avec l'augmentation de l'énergie du projectile. Cet effet est à rapprocher de l'effet inverse de diminution de la section efficace de formation du noyau composé, mise en évidence par divers auteurs.

N'ayant pas exactement mesuré la section efficace du noyau composé pour notre système, aux deux énergies incidentes, nous n'avons pas pu corréler directement

l'augmentation de section efficace de tous les produits émis vers l'avant avec la diminution de la section efficace de formation du noyau composé.

Pour établir la corrélation de façon quantitative nous avons déduit par différence, à partir de la section efficace totale de réaction calculée et les sections efficaces mesurées de toutes les voies de réaction autres que la formation du noyau composé, la section efficace de formation de ce dernier. Le calcul du moment angulaire critique, limitant la formation du noyau composé, a pu être réalisé et les valeurs trouvées sont en bon accord avec des valeurs déterminées expérimentalement et directement dans le même domaine de noyaux et d'énergie par d'autres auteurs. La preuve était ainsi faite de l'origine des noyaux détectés vers l'avant : ces noyaux sont le résultat d'interactions qui n'ont pu aboutir à la formation du noyau composé en raison de l'important moment angulaire apporté.

Ces interactions sont plus profondes que les premières analysées et ainsi s'expliquent les différences importantes mises en évidence :

- alors que le premier processus aboutit essentiellement à la formation de noyaux de structure très proche de celle du projectile, le second permet également la formation de noyaux très lointains, de masse moitié moindre ;
- alors que le premier processus est dominé par l'interaction de Coulomb et reste seulement perturbé par le potentiel nucléaire, pour le second l'interaction nucléaire devient du même ordre que celle de Coulomb, laissant le système très excité et modifiant complètement les directions d'émission des produits par rapport aux trajectoires de Coulomb.

Nous avons vu comment l'absence de produits émis vers l'arrière et en particulier au voisinage de 180° montre combien il est délicat de considérer un état quasi-moléculaire comme étape intermédiaire avant émission des différents produits. C'est pourquoi nous avons tout lieu de penser qu'il s'agit plutôt d'une interaction directe.

Soulignons qu'il n'y a évidemment pas discontinuité entre les deux processus, le passage de l'un à l'autre se fait graduellement ; c'est pourquoi de nombreux évènements présentent des caractéristiques intermédiaires.

Nous avons montré que la valeur du moment angulaire critique $J_c$ limitant la formation du noyau composé était très facilement mesurable par détection de toutes les particules chargées. On peut espérer réaliser des expériences analogues avec des projectiles de masse supérieure tel l'argon afin de déterminer l'influence éventuelle de la masse du projectile sur les valeurs $J_c$.

## *REFERENCES*


1. H. Kumpf and E.D. Donets, Soviet Phys. JETP, 17, 3 (Septembre 1963).
2. R.I. Morse and I.L. Preiss, Phys. Rev., 156, 1332 (Avril 1967).
3. P.M. Strudler, I.L. Preiss, R. Wolfgang, Phys. Rev., 154, 1126 (1967).
4. D. Gardès, Thèse 3ème Cycle, Institut de Physique Nucléaire, Orsay, (1970).
5. L.C. Northcliffe, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 13, 67 (1963).
6. C.F. Williamson, J.P. Boujot et J. Picard, Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0.05 to 500 MeV, Rapport CEA R-3042 (1966).
7. M. Lefort, A. Cabrespine, Industries Atomiques n° 11 (1966).
8. R. Basile, J.M. Lagrange, J. Phys. Rad., 24, 69A (1963).
9. L.C. Northcliffe, Phys. Rev. 120, 1744 (1960).
10. C. Brun, B. Gatty, M. Lefort et X. Tarrago, Nucl. Phys. A116, 177 (1968).
11. J. Cerny, S.W. Cosper, G.W. Butler, H. Brunnader, R.L. Mc Grath and F.S. Goulding, Nucl. Instr. and Meth., 45, 337 (1966).
12. R.M. Diamond, A.M. Poskanzer, F.S. Stephens, W.J. Swiatecki and D. Ward, Phys. Rev. Let., 20, 15, 802 (1968).
13. H.A. Bethe, Z. Physik, 5, 325 (1930).
14. J. Galin et X. Tarrago, Nucl. Instr. and Meth., 89, 173 (1970).
15. A. Michalowicz, Cinématique des Réactions Nucléaires, Dunod (1964).
16. F. Ajzenberg and T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
17. W. D. Myers, W.J. Swiatecki, Nuclear Masses and Deformations, UCRL 11980 (1965).
18. J. Galin, B. Gatty, M. Lefort, J. Pèter, X. Tarrago, R. Basile, Phys. Rev., 182 (1969) 1267.
19. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort, J. Pèter, X. Tarrago, R. Basile, Nucl. Phys. A159 (1970) 461.
20. R.M. Diamond, A.M. Poskanzer, F.S. Stephens, W.J. Swiatecki, D. Ward, Phys. Rev. Let., 20 (1968) 802.
21. V.V. Volkov, G.F. Gridnev, G.N. Zorin, L.P. Chelnokov, Nucl. Phys. 126 (1969) 1.
22. D. Guerreau, Thèse 3ème Cycle, Orsay (non publié).
23. L. Pomorski, J. Tys, V.V. Volkov and J. Wilczynski, Proceedings of the 3rd Conference on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press (1963) 135.

24. J.A. McIntyre, T.L. Watts and F.C. Jobes, Phys. Rev., 119, 1331 (1960).

25. R. Kaufmann and R. Wolfgang, Phys. Rev., 121, 193 (1960).

26. B. Hahn, D.G. Ravenhall, R. Hofstadter, Phys. Rev., 101, 1131 (1956).

27. R. Da Silveira, J. Galin et C. Ngô, Nucl. Phys., A159, 481 (1970).

28. P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb, Nucl. Phys., 78, 409 (1966).

29. N. Austern, R.D. Drisco, E.C. Halbert and G.R. Satchler, Phys. Rev., 133 (1964) B65.

30. T. Kammuri and H. Yoshida, Nucl. Phys., A129, 625 (1969).

31. T. Kammuri and R. Nakasima, Proceedings of the 3rd Conference on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press (1963).

32. T.L. Abelishvili, JETP (Soviet Physics), 13, 100 (1963).

33. M. Danos and L.C. Maximon, J. Math. Phys., 6, 766 (1965).

34. M. Liu, C. Caverzasio, J.C. Jacmart, F. Pougheon, C. Stéphan, M. Riou, J.C. Roynette (Session d'Etude sur la Physique des Ions Lourds, La Plagne (1969 (Lycen 6913).

35. W. von Oertzen, M. Liu, C. Caverzasio, J.C. Jacmart, F. Pougheon, M. Riou, J.C. Roynette et C. Stéphan, Nucl. Phys., A143, 34 (1970).

36. W. von Oertzen, H.G. Bohlen, H.H. Gutbrod, K.D. Hildenbrand, U.C. Voos and R. Bock, Proceedings of the International Conference on Nuclear Reactions induced by Heavy Ions, Heidelberg (1969).

37. R.J. Glauber, Lectures in Theoretical Physics, Boulder, Vol 1, Interscience Publishers, N.Y. (1959).

38. R. da Silveira, Session d'Etude sur la Physique des Ions Lourds, La Plagne (1969). Portugaliae Physica, 5, 93 (1968).

39. R. da Silveira, Introduction à la Théorie des Réactions Directes, Rapport Interne, Orsay (1970).

40. T. Kammuri, Prog. Theor. Phys., 28, 934 (1962).

41. B.N. Kalinkin and J. Grabowski, Proceedings of the 3rd Conference on Reactions between Complex Nuclei, University of California Press, p. 219 (1963).

42. V.M. Strutinskii, JETP (Soviet Physics), 19, 1401 (1964).

43. W.E. Frahn and W.F. Wenter, Nucl. Phys., 59, 651 (1964).

44. I.S. Gradshteyn, L.M. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products, Academic Press (1965).

45. N.N. Lebedev, Special Functions and their Applications, Prentice Hall Inc. (1965).

46. Table of Coulomb Wave Functions, Vol. 1, National Bureau of Standard Applied Mathematics, Series 17 (1952).

47. R. da Silveira, Communication personnelle.

48. Y. Tikochinsky, Phys. Let., 29B, 270 (1969).

49. B. Gatty, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1967).

50. D. Guerreau, Communication personnelle.

51. H.C. Britt and A.R. Quinton, Phys. Rev. 124, 877 (1961).

52. L. Kowalski, J.G. Jodogne and J.M. Miller, Phys.Rev. 169, 894 (1968).

53. J.M. Alexander and G.N. Simonoff, Phys. Rev., 133B, 93 (1964).

54. G.N. Simonoff and J.M. Alexander, Phys. Rev., 133B, 104 (1964).

55. M. Kaplan and V. Subrahmanyam, Phys. Rev., 153, 1186 (1967).

56. T. Sikkeland, Phys. Rev., 135B, 669 (1964).

57. R. Bimbot, M. Lefort et A. Simon, J. de Phys. 29, 563 (1968).

58. J.B. Natowitz, Phys. Rev., 1C, 623 (1970).

59. S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki, Proceedings of the 3rd Conference on Reactions between Complex Nuclei, Asilomar, California, University of California Press, Berkeley, p. 325 (1963).

60. B.N. Kalinkin and I.Z. Petkov, Acta Phys. Polon., 25, 265 (1964).

61. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort et X. Tarrago, J. de Phys., 32, 7 (1971).

62. J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort et X. Tarrago, International Conference on Heavy Ion Physics, Dubna (1971).

63. T.D. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 343 (1968).

64. B.N. Kalinkin, Nucl. Phys., 67, 377 (1965).

*TABLE DES MATIERES*


INTRODUCTION 3

CHAPITRE I. LES TECHNIQUES EXPERIMENTALES 3

I. Choix de la méthode d'étude des réactions de surface 3

II. Choix et préparation des cibles 3

III. Caractéristiques des faisceaux d'ions lourds 5

IV. La chambre à réaction. Les conditions d'irradiation 7

V. La détection des noyaux issus des réactions de transfert 8

VI. L'électronique associée aux détecteurs 9

La voie linéaire 11

La voie logique 11

a) Réalisation des coïncidences rapides 11
b) Problème des empilements ; leur détection ; les blocages 11
c) Elimination du stockage des évènements de diffusion élastique 12
d) Temps mort d'analyse 13
e) Réglages et contrôles 13
f) Acquisition des données 13

VII. Traitement des données 14

A) Détermination de la charge et de la masse des noyaux 14
B) Spectres en énergie 18

CHAPITRE II. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 22

I. Résultats expérimentaux des réactions induites par les noyaux $^{12}C$ sur une cible d'argent naturel 22

A) Etude des transferts d'un seul nucléon 24

1°/ Pick up d'un neutron ($^{12}C \rightarrow {}^{13}C$) 24
2°/ Pick up d'un proton ($^{12}C \rightarrow {}^{13}N$) 25
3°/ Stripping d'un proton ($^{12}C \rightarrow {}^{11}B$) 27
4°/ Stripping d'un neutron ($^{12}C \rightarrow {}^{11}C$) 28
5°/ Comparaisons entre les réactions de transfert d'un seul nucléon 29

B) Echange de charge ($^{12}C \rightarrow {}^{12}B$) 31

C) Transferts de deux nucléons 31

D) Transferts de trois nucléons 34

E) Etude du cas particulier ($^{12}C \rightarrow {}^{16}O$) 35

F) Etude des produits dont la masse est voisine de la moitié de celle du projectile 35

G) Distributions angulaires et sections efficaces des seize produits détectés 36

H) Comparaisons avec d'autres résultats expérimentaux de réactions induites par le projectile $^{12}C$ 39

II. Réactions induites par les noyaux $^{14}N$ accélérés à 78 MeV et 113 MeV sur des cibles d'argent naturel

A) Etude des transferts d'un seul nucléon 41

1°/ Pick up d'un neutron ($^{14}N \rightarrow {}^{15}N$) 41
2°/ Pick up d'un proton ($^{14}N \rightarrow {}^{15}O$) 42
3°/ Stripping d'un proton ($^{14}N \rightarrow {}^{13}C$) 43
4°/ Stripping d'un neutron ($^{14}N \rightarrow {}^{13}N$) 45
5°/ Comparaisons entre réactions de transfert d'un seul nucléon 45

B) Echange de charge ($^{14}N \rightarrow {}^{14}C$) 46

C) Transferts de deux nucléons 47

D) Produits différant du projectile par trois nucléons 50

E) Produits différant du projectile par quatre nucléons 51

F) Produits légers 52

G) Distributions angulaires et sections efficaces des dix neuf produits détectés 52

H) Influence de la nature de la cible 60

CHAPITRE III. INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. MISE EN EVIDENCE DE DEUX MECANISMES POUR LES REACTIONS DE SURFACE

I. Etude du transfert quasi-élastique 61

- Traitement D.W.B.A. 64

- Analyse de l'approximation proposée par Glauber 67

II. Etude des réactions inélastiques aboutissant à la formation des noyaux détectés de façon privilégiée vers l'avant 78

- Mise en évidence et calcul du moment angulaire critique limitant la formation du noyau composé 81

CONCLUSIONS